

VŠB – Technická univerzita Ostrava  
Univerzitní studijní programy

# Měření neutronových polí pomocí pixelových detektorů

## Measurement of neutron fields using pixel detectors

Autor:

Bc. Pavlína Haroková

Vedoucí práce:

Doc. Dr. RNDr. Petr Alexa

Ostrava 2018

## Zadání diplomové práce

Student: **Bc. Pavlína Haroková**  
Studijní program: N1701 Fyzika  
Studijní obor: 1702T001 Aplikovaná fyzika  
Téma: **Měření neutronových polí pomocí pixelových detektorů**  
**Measurement of neutron fields using pixel detectors**  
Jazyk vypracování: čeština

### Zásady pro vypracování:

1. Seznámení s fyzikálními principy detekce ionizujícího záření pomocí pixelových detektorů
2. Seznámení s programem Pixelman a kalibrací pixelových detektorů
3. Proměření neutronového pole v okolí neutronového generátoru MP320 v pulzním i kontinuálním režimu

### Seznam doporučené odborné literatury:

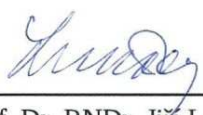
1. [http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/Pixelman\\_manual.html](http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/Pixelman_manual.html)
2. [http://neutron.ujf.cas.cz/vdg/LC06041/2009\\_Jakubek\\_6.pdf](http://neutron.ujf.cas.cz/vdg/LC06041/2009_Jakubek_6.pdf)
3. B. Bergman et al., Journal of Instrumentation, Volume 9, May 2014, C05048

Formální náležitosti a rozsah diplomové práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

Vedoucí diplomové práce: **Doc. Dr.RNDr. Petr Alexa**

Datum zadání: 31.10.2017

Datum odevzdání: 21.05.2018

  
\_\_\_\_\_  
prof. Dr. RNDr. Jiří Luňáček  
vedoucí katedry

  
\_\_\_\_\_  
Ing. Zdeňka Chmelíková, Ph.D.  
prorektorka pro studium



## **Místopřísežné prohlášení**

Prohlašuji, že jsem celou diplomovou práci včetně příloh vypracovala samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a uvedla jsem všechny použité podklady a literaturu.

V Ostravě dne 21. 5. 2018

Bc. Pavlína Haroková

## Prohlašuji, že:

- jsem byla seznámena s tím, že na moji diplomovou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., autorský zákon, zejména § 35 – užití díla v rámci občanských a náboženských obřadů, v rámci školních představení a užití díla školního a § 60 – školní dílo.
- beru na vědomí, že Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava (dále jen „VŠB-TUO“) má právo nevýdělečně ke své vnitřní potřebě diplomovou práci užít (§ 35 odst. 3).
- souhlasím s tím, že diplomová práce bude v elektronické podobě uložena v Ústřední knihovně VŠB-TUO k nahlédnutí a jeden výtisk bude uložen u vedoucího diplomové práce. Souhlasím s tím, že údaje o kvalifikační práci budou zveřejněny v informačním systému VŠB-TUO.
- bylo sjednáno, že s VŠB-TUO, v případě zájmu z její strany, uzavřu licenční smlouvu s oprávněním užít dílo v rozsahu § 12 odst. 4 autorského zákona.
- bylo sjednáno, že užít své dílo – diplomovou práci nebo poskytnout licenci k jejímu využití mohu jen se souhlasem VŠB-TUO, která je oprávněna v takovém případě ode mne požadovat přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, které byly VŠB-TUO na vytvoření díla vynaloženy (až do jejich skutečné výše).
- beru na vědomí, že odevzdáním své práce souhlasím se zveřejněním své práce podle zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů, bez ohledu na výsledek její obhajoby.

V Ostravě dne 21. 5. 2018

Bc. Pavlína Haroková

Adresa trvalého bydliště:  
Polská 261, Karviná – Ráj, 734 01



## Poděkování

Na tomto místě bych ráda poděkovala panu doc. Dr. RNDr. Petru Alexovi za odborné vedení této diplomové práce a čas, který mi věnoval během mého celého studia. Dále bych chtěla poděkovat panu Ing. Stanislavu Pospíšilovi, DrSc., za umožnění odborné stáže na ÚTEF ČVUT. V poslední řadě bych chtěla poděkovat také Benediktu Bergmannu, MSc., a Mgr. Radimu Uhlářovi, Ph.D. za asistenci při kalibraci pixelového detektoru.

## **Abstrakt**

Tato diplomová práce se zabývá měřením ionizujícího záření pomocí pixelového detektoru Timepix. Jsou zde popsány základní fyzikální principy týkající se ionizujícího záření a jeho detekce prostřednictvím pixelových detektorů. V rámci práce byla provedena kalibrace detektoru a měření pole DT neutronového generátoru během ozařování a po jeho skončení. Naměřená data byla na závěr porovnána s neutronovými toky určenými metodou Texaské konvence.

## **Klíčová slova**

Ionizující záření, neutrony, neutronový generátor, pixelový detektor, Medipix, Timepix

## **Abstract**

This thesis is focused on measurement of ionizing radiation with pixel detector Timepix. It describes basic physical principles related to ionizing radiation and its detection by pixel detectors. As part of this work, a calibration of the detector was performed as well as measurement of DT neutron generator field during and after irradiation. In the end, the measured data were compared with neutron fluxes determined by Texas convention technique.

## **Keywords**

Ionizing radiation, neutrons, neutron generator, pixel detector, Medipix, Timepix

# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>10</b>
<b>1 Atom a radioaktivita</b>	<b>11</b>
1.1 Stavba atomu . . . . .	11
1.2 Radioaktivní rozpad . . . . .	13
1.3 Jaderné reakce . . . . .	14
<b>2 Ionizující záření</b>	<b>15</b>
2.1 Záření alfa . . . . .	16
2.2 Záření beta . . . . .	17
2.3 Záření gama . . . . .	18
2.4 Rentgenové záření . . . . .	20
2.5 Neutronové záření . . . . .	21
2.6 Další druhy ionizujícího záření . . . . .	22
<b>3 Interakce a detekce ionizujícího záření</b>	<b>23</b>
3.1 Průchod nabitých částic látkou . . . . .	23
3.2 Interakce fotonů s látkou . . . . .	24
3.3 Interakce neutronů s látkou . . . . .	26
3.4 Detektory ionizujícího záření . . . . .	27
<b>4 Medipix</b>	<b>29</b>
4.1 Stavba detektoru a princip měření . . . . .	30
4.2 Read-out Interface . . . . .	32
4.3 Pixelman . . . . .	32
4.4 Detekce a identifikace částic . . . . .	33
4.5 Kalibrace pixelových detektorů . . . . .	35
<b>5 Detektor Timepix J09-W0297</b>	<b>38</b>
5.1 Kalibrace detektoru . . . . .	38
5.2 Modifikace detektoru . . . . .	39
5.3 Ověření kalibrace . . . . .	41
5.3.1 Am-241 . . . . .	42
5.3.2 Cd-109 . . . . .	43
5.3.3 Co-57 . . . . .	44
5.3.4 Co-60 . . . . .	45
5.3.5 Cs-137 . . . . .	46
5.3.6 Eu-152 . . . . .	47
5.3.7 Mn-54 . . . . .	48
5.3.8 Sn-113 . . . . .	49
5.3.9 Zn-65 . . . . .	50

<b>6</b>	<b>Měření neutronových polí</b>	<b>51</b>
6.1	Zdroje neutronů . . . . .	51
6.2	Laboratoř gama spektrometrie a NAA . . . . .	52
6.3	Měření neutronového pole generátoru MP320 . . . . .	54
6.3.1	Analýza ozařování . . . . .	55
6.3.2	Časový průběh ozařování . . . . .	59
6.3.3	Analýza aktivace . . . . .	62
6.3.4	Test termálních neutronů . . . . .	65
6.4	Kalibrace neutronového generátoru . . . . .	67
	<b>Závěr</b>	<b>70</b>
	<b>Příloha</b>	<b>72</b>
	<b>Literatura</b>	<b>78</b>

# Seznam použitých značek a zkratek

$A$	aktivita [Bq]
$A_0$	počáteční aktivita [Bq]
$C$	počet naměřených pulzů / počet detekovaných částic
$cps$	<i>counts per second</i> – počet pulzů detekovaných za sekundu [ $s^{-1}$ ]
CERN	Evropská organizace pro jaderný výzkum
ČVUT	České vysoké učení technické
$D$	<i>duty factor</i> – relativní část periody, po kterou NG produkuje neutrony [%]
DAC	digitálně analogový převodník
$E$	energie [eV]
EC	elektronový záchyt
$f$	frekvence [Hz]
HPGe	<i>High Purity Germanium</i> – superčisté germanium
$I$	proud [ $\mu A$ ]
MIP	<i>Minimum Ionizing Particle</i> – minimálně ionizující částice
NAA	neutronová aktivační analýza
NG	neutronový generátor
$n_i$	relativní zastoupení daného typu clusteru
$P_\gamma$	pravděpodobnost emise gama záření
PE	polyethylen
px	pixel
RTG	rentgenové záření
$t_a$	<i>acquisition time</i> – doba akvizice, expoziční doba [s]
$t_D$	<i>dead time</i> – mrtvá doba [s]
$t_i$	<i>irradiation time</i> – doba ozařování [s]
$t_L$	<i>live time</i> – živá doba [s]
$t_m$	<i>measurement time</i> – doba měření [s]
$t_t$	<i>transportation time</i> – doba transportu [s]
$t_R$	<i>real time</i> – reálná doba [s]
$T_{1/2}$	poločas rozpadu [s]
ToA	<i>Time of Arrival</i> – jeden z detekčních režimů detektorů Medipix
ToT	<i>Time over Threshold</i> – jeden z detekčních režimů detektorů Medipix
THL	<i>threshold</i> – práh detekce
$U$	napětí [kV]
ÚTEF	Ústav technické a experimentální fyziky
VŠB-TUO	Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava
$Z$	protonové číslo
$\phi$	neutronový tok [ $cm^{-2} \cdot s^{-1}$ ]
$\lambda$	rozpadová konstanta [ $s^{-1}$ ]

# Úvod

Od objevu ionizujícího záření je studium jeho vlastností a možných aplikací doprovázeno vývojem technologií, určených k jeho detekci. Mezi první detekční systémy patřily např. mlžné komory či jaderné fotoemulze, které mj. umožňovaly vizualizaci stop částic ionizujícího záření. Tato zařízení jsou v dnešní době postupně vytlačována detektory umožňujícími přímý převod informace na elektrický signál a následné zpracování výpočetní technikou.

V rámci mezinárodní spolupráce pod záštitou Evropské organizace pro jaderný výzkum (CERN) bylo vyvinuto několik druhů polovodičových pixelových detektorů, jež se souhrnně označují názvem Medipix. Tyto detektory se skládají z matice mikrometrových pixelů, přičemž každý pixel samostatně detekuje záření po předem zvolený čas. Výstupem je tedy sada snímků, zobrazující stopy detekovaných částic, čímž si tyto detektory ponechávají výhodu vizualizace a zároveň umožňují počítačové zpracování dat.

V České republice se na vývoji detektorů Medipix podílí Ústav technické a experimentální fyziky Českého vysokého učení technického (ÚTEF ČVUT). V rámci vzájemné spolupráce s ÚTEF byl Katedře fyziky Vysoké školy báňské – Technické univerzity Ostrava (KF VŠB-TUO) zapůjčen detektor Timepix, který náleží ke druhé generaci detektorů Medipix. Cílem této diplomové práce je seznámit se s tímto druhem detektoru, provést jeho kalibraci a uskutečnit první měření. Hlavním předmětem zájmu je pak proměření neutronového pole v okolí neutronového generátoru MP320, který je na VŠB-TUO využíván zejména k výzkumným účelům a neutronové aktivační analýze<sup>1</sup>.

Diplomová práce je členěna do šesti kapitol. První kapitola shrnuje základní zákony týkající se radioaktivních dějů a jaderných reakcí. Druhá a třetí kapitola je věnována způsobu vzniku ionizujícího záření, jeho vlastnostem a interakcím s prostředím, na jejichž základě je samotná detekce možná. Čtvrtá kapitola se zabývá principem měření a stavbou pixelových detektorů, zároveň rozebírá jejich kalibraci z teoretického hlediska. Na tyto poznatky navazuje kapitola pátá, s konkrétním popisem kalibrace zapůjčeného přístroje a prvních testů. Poslední kapitola je věnována samotným experimentům s pixelovým detektorem a neutronovým generátorem.

---

<sup>1</sup>Metoda umožňující na základě aktivace materiálu neutrony stanovit jeho prvkové složení.

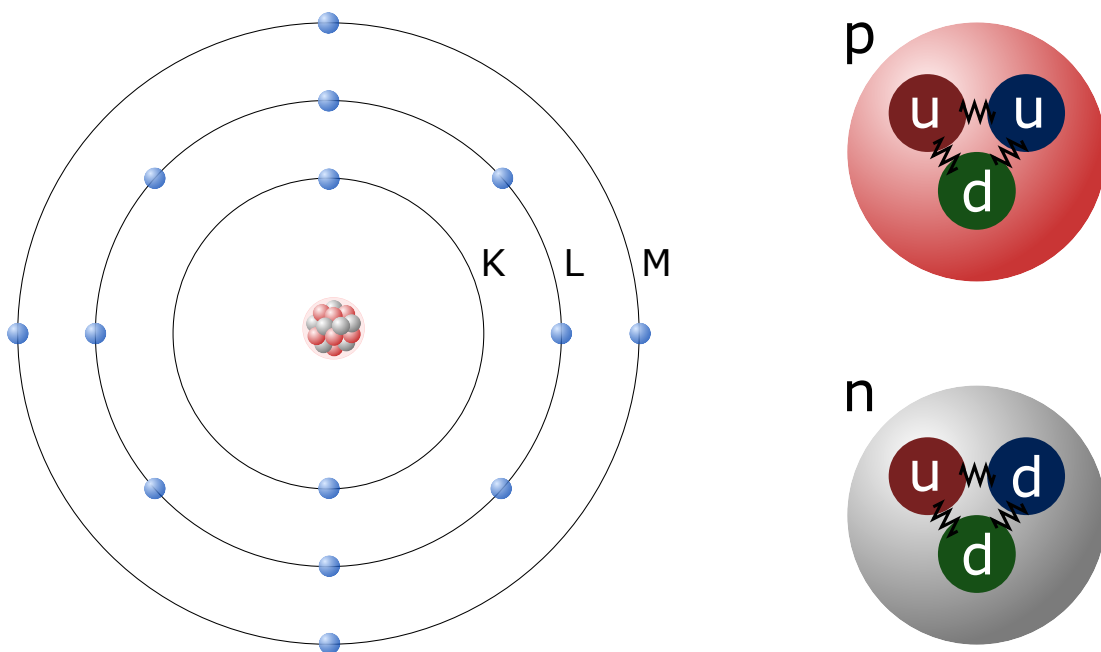
# 1 Atom a radioaktivita

Na konci 19. století byl atom na základě dosavadního poznání považován za nedělitelnou a neměnnou částici hmoty. V roce 1896 však Henri Becquerel zpozoroval, že uranové soli vysílají neviditelné pronikavé záření, které bylo následně objeveno i u jiných prvků – thoria, polonia a radia. Tyto látky, aktivně vyzařující záření neboli radiaci, byly označeny jako radioaktivní. Později se ukázalo, že atom nedělitelný není a vyzařování radioaktivních látek je důsledkem samovolné přeměny atomových jader, při které dochází ke změně složení nebo energetického stavu jádra [1, 2].

## 1.1 Stavba atomu

Současná představa o podobě atomu vychází z kvantově-mechanického modelu, který se řídí principy kvantové mechaniky, jež byly postupně formulovány v 1. polovině 20. století. Podle tohoto modelu se atom skládá z velmi malého a hmotného kladného jádra, složeného z protonů a neutronů, a atomového obalu, v němž kolem jádra obíhají záporné elektrony. Ty se pohybují po drahách s diskrétními hodnotami energie, jež se nazývají energetické hladiny a bývají označovány písmeny K, L, M, atd.

Nejnižší energetická hladina se označuje jako základní stav. Jestliže je elektronu dodána energie, může přejít na některou z vyšších hladin, a atom se pak nachází ve vzbuzeném neboli excitovaném stavu. Při přechodu elektronu z vyšší hladiny na nižší naopak dojde k deexcitaci atomu a vyzáření energie ve formě fotonu elektromagnetického záření. V případě, že je elektronu dodána energie větší než je jeho vazebná energie, dojde k úplnému odtržení elektronu z atomového obalu, a tedy ionizaci atomu [1, 3].



Obrázek 1.1: Stavba atomu (vlevo), protonu a neutronu (vpravo).

Jádro atomu je složeno z protonů a neutronů, které jsou souhrnně označovány jako nukleony. Jejich počet lze popsat třemi čísly, jež se zapisují ve formě horního a dolního indexu u značky prvku jako  ${}^A_ZX_N$ :

- nukleonové číslo  $A$ , udávající celkový počet nukleonů,
- neutronové číslo  $N$ , udávající počet neutronů,
- protonové číslo  $Z$ , které udává počet protonů v jádře a identifikuje daný prvek.

Látka může být složená z atomů stejného prvku, ale s různými nukleonovými čísly. Tyto atomy mají stejné protonové a odlišné nukleonové číslo a nazývají se izotopy [4, 5].

Samotné protony i neutrony nejsou dále nedělitelné částice, ale skládají se z kvarků *up* (u) a *down* (d), jež jsou k sobě vázány prostřednictvím gluonů (viz obr. 1.1). Díky nim na sebe protony i neutrony mohou působit silnými jadernými interakcemi<sup>1</sup>, které drží jádro pohromadě a zajišťují jeho stabilitu. Tyto síly jsou zhruba 100× silnější než elektrické, mají však velmi krátký dosah (zhruba  $10^{-15}$  m) [1, 4].

Působením silných jaderných sil mezi nukleony vzniká vazba, s níž je spojena určitá potenciální energie nazývaná vazebná. V případě vzniku jádra z volných protonů a neutronů je tato energie rovna energii, která se při utvoření jádra uvolní. Dle vztahu  $E = mc^2$ , kde  $c$  rychlost světla, musí každé změně energie  $E$  odpovídat i změna hmotnosti  $m$ . Uvolnění energie při vytvoření vazby se proto projeví na hmotnosti nově vzniklého jádra, kdy jeho hmotnost je menší než celková hmotnost nukleonů, ze kterých je složeno.

V jádře se nukleony pohybují a mohou dosahovat zhruba desetin rychlosti světla. Podobně jako se elektron pohybuje v poli atomového jádra, nukleony se pohybují v celkovém poli tvořeném všemi nukleony a jejich energie mohou být rovněž kvantovány. Jádro se tak může nacházet v základním nebo excitovaném stavu, přičemž při deexcitaci je uvolněna energie ve formě fotonu elektromagnetického záření. Do excitovaného stavu se jádro může dostat buď vlivem samovolné radioaktivní přeměny, nebo po srážce s jinou částicí – jadernou reakcí [1, 6].

Tabulka 1.1: Některé vlastnosti neutronu (n), protonu (p) a elektronu (e) [4].

	n	p	e
Elektrický náboj	0 C	$1,602 \cdot 10^{-19}$ C	$-1,602 \cdot 10^{-19}$ C
Klidová hmotnost	$1,675 \cdot 10^{-27}$ kg	$1,672 \cdot 10^{-27}$ kg	$9,109 \cdot 10^{-31}$ kg
Klidová energie	939,6 MeV	938,3 MeV	511 keV
Magnetický moment	$-1,9 \mu_N$	$2,8 \mu_N$	$-1 \mu_B$
Spin	$1/2$	$1/2$	$1/2$
Antičástice	antineutron ( $\bar{n}$ )	antiproton ( $\bar{p}$ )	pozitron ( $e^+$ )

<sup>1</sup>Částice mezi sebou mohou interagovat čtyřmi základními druhy interakcí: 1) silnou – působící mezi hadrony (např. protony a neutrony); 2) slabou – působící mezi kvarky a leptony (např. elektrony); 3) elektromagnetickou – projevující se mezi částicemi s elektrickým nábojem; 4) gravitační – projevující se mezi hmotnými tělesy a jejíž účinek je ve světě částic zanedbatelný [4].



## 1.2 Radioaktivní rozpad

Při radioaktivní přeměně neboli rozpadu se původní mateřské jádro mění na jádro nové (dceřiné), přičemž je emitováno vysokoenergetické záření. Vyzařováním se jádro buď zbavuje své přebytečné jaderné excitační energie, nebo dosahuje konfigurace s větší stabilitou díky změně počtu či poměru nukleonů, čímž se jádro mění na jiný izotop či prvek. Tento proces se nazývá transmutace. Jádra podléhající radioaktivní přeměně jsou nazývána radionuklidy [1, 3].

Radioaktivní přeměna je zcela náhodná a nedá se přesně určit, kdy se jádro rozpadne; vykazuje proto statistický charakter. Pravděpodobnost přeměny je pro všechna jádra daného radionuklidu stejná a vyjadřuje ji **rozpadová konstanta**  $\lambda$  [ $\text{s}^{-1}$ ]. Jestliže je v látce obsaženo  $N$  radioaktivních jader, pak se za čas  $dt$  přemění  $dN$  jader a rychlost, s níž se atomy rozpadají, lze vyjádřit jako  $-\frac{dN}{dt}$ . Tato rychlost je úměrná celkovému počtu radioaktivních jader  $N$ , přičemž úměra je vyjádřena pomocí rozpadové konstanty:

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N. \quad (1.1)$$

Integrací výše uvedeného vztahu získáme rovnici vyjadřující **rozpadový zákon**

$$\int_{N_0}^{N_t} \frac{1}{N} dN = -\lambda \int_0^t dt, \quad (1.2)$$
$$N_t = N_0 e^{-\lambda t},$$

kde  $N_t$  je pravděpodobný počet nerozpadlých atomů v čase  $t$  a  $N_0$  je počáteční množství daného radionuklidu [3, 7].

Rychlost přeměny, která byla definována ve vztahu (1.1), představuje veličinu nazývanou **aktivita**  $A$  s jednotkou becquerel [Bq]. Aktivita tedy vyjadřuje počet jader přeměněných za jednotku času:

$$A = -\frac{dN}{dt}, \quad (1.3)$$

$$A = \lambda N. \quad (1.4)$$

Pomocí vzorce (1.4) lze pak zákon radioaktivního rozpadu formulovat také jako

$$A = A_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.5)$$

kde  $A_0$  je počáteční aktivita a  $A$  je aktivita v čase  $t$ . Ze vzorce (1.5) vyplývá, že aktivita radionuklidu exponenciálně klesá s časem. Na základě toho lze definovat veličinu **poločas rozpadu**  $T_{1/2}$  [s] jako čas, kdy je přeměněna právě polovina jader z původního počtu  $N_0$ . Dosadíme-li poločas rozpadu do rozpadového zákona (1.5), získáme po úpravě vztah mezi poločasem a rozpadovou konstantou [3]:

$$\frac{1}{2} A_0 = A_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad (1.6)$$
$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}.$$

Poslední důležitou veličinou je **střední doba života**  $\tau$  [s], což je střední doba, během níž dojde k přeměně jádra. S využitím výpočtu střední hodnoty a zákona radioaktivního rozpadu (1.2) dostaneme

$$\tau = \frac{\int_0^\infty t N_t dt}{\int_0^\infty N_t dt} = \frac{\int_0^\infty t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^\infty e^{-\lambda t} dt},$$

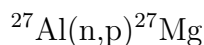
což po integraci vede ke vztahu mezi střední dobou života a rozpadovou konstantou, resp. poločasem rozpadu [8]:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}, \quad (1.7)$$

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}. \quad (1.8)$$

## 1.3 Jaderné reakce

Jaderná reakce je proces, při němž dochází ke srážce jádra s jinou částicí, např. dalším jádrem nebo nukleonem. Jsou zapisovány pomocí rovnic, případně ve formě zkráceného tvaru. Příkladem může být jaderná reakce probíhající ostřelováním hliníku neutrony:



Při reakcích obvykle dochází k transmutaci jádra, přičemž nově vzniklé jádro může být následkem tohoto procesu radioaktivní. Tímto procesem může být např. výše uvedená reakce (1.9). V širším slova smyslu se mezi jaderné reakce mohou řadit i interakce, při nichž k transmutaci nedochází, např. pružný a nepružný rozptyl částic na jádře.

Pravděpodobnost dané jaderné reakce, tj. že jádro s částicí spolu budou interagovat určitým způsobem, se vyjadřuje pomocí **účinného průřezu**  $\sigma$ . Účinný průřez lze chápat také jako efektivní plochu, kterou jádro při jaderné reakci nastavuje ostřelujícím částicím. Tato plocha se nemusí rovnat geometrickému průřezu jádra. Vzhledem k malým rozměrům, s nimiž se v mikrosvětě pracuje, se účinný průřez obvykle udává v barnech:  $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$  [1, 4].

Různé druhy jaderných reakcí si mohou vzájemně konkurovat a jejich pravděpodobnosti mohou být proto odlišné. Jednotlivé reakce jsou tedy popsány parciálními účinnými průřezy, celkový neboli totální účinný průřez je pak dán součtem všech účinných průřezů typů reakcí [8]:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 + \dots$$

Dále lze definovat **střední volnou dráhu** jako střední dráhu, kterou částice urazí mezi dvěma po sobě následujícími srážkami:

$$\langle x \rangle = \frac{1}{\sigma n_0}, \quad (1.10)$$

kde  $\sigma$  je účinný průřez a  $n_0$  je střední počet jader v jednotce objemu [9].

## 2 Ionizující záření

Energie záření je jedním z faktorů ovlivňujících jeho účinky při průchodu hmotou. Jestliže kvanta záření mají dostatečnou energii na to, aby mohla vyrazit elektrony z atomového obalu – tedy ionizovat látku, označuje se takové záření jako **ionizující**. Při ionizaci se z původně neutrálních atomů a molekul v látce stanou elektrony a kladně nabitě ionty. Tato ionizace bývá označována také jako primární. Při ní je vzniklým iontům a elektronům předána část kinetické energie primární částice, pohybují se proto dále látkovým prostředím a mohou případně dále ionizovat, čímž vzniká sekundární záření.

Ionizující záření lze rozdělit na dva druhy. Záření přímo ionizující je tvořeno elektricky nabitými částicemi, na své cestě proto přímo interagují coulombickými silami s okolními atomy a jejich elektrony. Nepřímo ionizující záření naopak elektrický náboj nemá a při průchodu látkou předá toto záření svoji energii jiným, elektricky nabitým částicím, které pak dále ionizují [1].

Jak již bylo zmíněno v první kapitole, radioaktivita představuje vnitřní přeměnu jádra, přičemž je emitováno vysokoenergetické záření. Tímto zářením může být záření alfa, beta nebo gama. Toto označení je dáno historicky a vyplývá z pořadí, ve kterém byly objeveny. Všechny tři se liší svojí podstatou i způsobem vzniku a řadí se mezi záření ionizující.

Mezi další druhy ionizujícího záření patří např. záření neutronové a protonové, vznikající při jaderných reakcích nebo při samovolném štěpení jader. Pod ionizující záření spadá také záření rentgenové, které sice není spojeno s radioaktivitou ani jadernými procesy, ale může je doprovázet. Dále existuje řada částic, které sice mají ionizační účinky, avšak nejsou zcela běžné a spíše než v souvislosti s ionizujícím zářením se lze s nimi setkat v částicové fyzice. Jedná se o miony, piony, antiprotony, a další. V následujících podkapitolách jsou shrnuty základní poznatky ke druhům záření souvisejících s tématem této diplomové práce.

Tabulka 2.1: Druhy ionizujícího záření

Záření	Částice	Druh záření
Přímo ionizující	protony (p)	protonové
	elektrony ( $e^-$ )	beta ( $\beta^-$ )
	pozitrony ( $e^+$ )	beta ( $\beta^+$ )
	jádra hélia ( ${}^4_2\text{He}$ )	alfa ( $\alpha$ )
	miony ( $\mu$ )	mionové
Nepřímo ionizující	neutrony (n)	neutronové
	fotony ( $\gamma$ )	gama, rentgenové

## 2.1 Záření alfa

Záření alfa (zn.  $\alpha$ ) je tvořeno jádrem hélia  ${}^4_2\text{He}$ , tedy dvěma protony a dvěma neutrony vázanými k sobě. Obvykle vzniká při rozpadu alfa, který lze rovnicí zapsat jako:

$${}^A_Z\text{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\text{Y} + {}^4_2\text{He}, \quad (2.1)$$

kde X je mateřské jádro, Y jádro dceřiné, A je nukleonové a Z protonové číslo [4].

Alfa rozpad má svůj původ v nestabilitě jádra. V jádře atomu jsou nukleony k sobě vázány přitažlivými silami krátkého dosahu. Protože však protony mají elektrický náboj, působí mezi nimi odpuzivé elektrické síly, které na rozdíl od přitažlivých sil mají neomezený dosah. U jader obsahujících více než 210 nukleonů pak přitažlivé síly nejsou schopny se vyrovnat síle odpuzivé, a jádro se tak stává nestabilní.

Stabilního stavu se jádro snaží docílit snížením počtu nukleonů, tj. jejich vyzářením. V případě alfa rozpadu nejsou tyto nukleony vyzářeny jednotlivě, nýbrž ve formě jádra hélia, protože má velkou vazebnou energii a jeho hmotnost je menší než hmotnost částí, z kterých je složeno. energii uvolněnou jádrem při emisi částic lze určit vztahem

$$Q = (m_i - m_f - m_\alpha)c^2, \quad (2.2)$$

kde  $m_i$  je hmotnost původního jádra,  $m_f$  je hmotnost konečného jádra a  $m_\alpha$  je hmotnost vyzářené alfa částice. V případě, že by místo alfa částice mělo dojít k vyzáření jednotlivých nukleonů, bylo by podle výše uvedeného vztahu nutno energii dodat z vnějšího zdroje [3].

Energie  $Q$  uvolněná při rozpadu je rozdělena na dvě části: většina je předána částici alfa, která má díky tomu dostatek kinetické energie, aby opustila jádro; zbytek energie je spotřebována na zpětný odraz jádra. Emitované alfa částice mají obvykle energie okolo 4–9 MeV. Experimentálně bylo zjištěno, že energie je tím vyšší, čím je větší rozpadová konstanta daného radionuklidu, resp. čím menší je poločas rozpadu.

V látkovém prostředí záření alfa snadno ionizuje své okolí, což je způsobeno kladným nábojem dvou protonů, ze kterých je částice složena. Díky tomuto náboji silně působí elektrickými silami na elektrony v atomech látky a vytrhává je, přichází však při tom také o svoji energii a rychle se brzdí. Dolet alfa částic je proto velmi malý, ve vzduchu zhruba několik centimetrů.

Alfa rozpad je pozorovatelný zejména u těžších prvků, jako jsou radium, thorium, uran nebo transurany. Kromě rozpadu radionuklidů lze záření alfa vyprodukovat také jadernými reakcemi v urychlovačích. V přírodě se vyskytuje jako složka primárního kosmického záření, kde je zastoupena zhruba z 10 % [1].

Tabulka 2.2: Příklady některých alfa zářičů.

Izotop	Rozpad	$T_{1/2}$
${}^{241}\text{Am}$	${}^{241}_{95}\text{Am} \rightarrow {}^{237}_{93}\text{Np} + {}^4_2\text{He}$	432 let
${}^{238}\text{U}$	${}^{238}_{92}\text{U} \rightarrow {}^{234}_{90}\text{Th} + {}^4_2\text{He}$	$4,5 \cdot 10^9$ let
${}^{226}\text{Ra}$	${}^{226}_{88}\text{Ra} \rightarrow {}^{222}_{86}\text{Rn} + {}^4_2\text{He}$	1600 let
${}^{222}\text{Rn}$	${}^{222}_{86}\text{Rn} \rightarrow {}^{218}_{84}\text{Po} + {}^4_2\text{He}$	3,8 dní

## 2.2 Záření beta

Záření beta (zn.  $\beta$ ) je emitováno jádry s přebytkem protonů či neutronů. Přebytečný nukleon se přemění na nukleon jiný, což je možné díky slabé interakci, která způsobuje vzájemnou přeměnu kvarků  $u$  a  $d$ , z nichž jsou neutrony i protony složeny. Přeměnou beta tak jádro mění svůj poměr protonů i neutronů, a snaží se tak dosáhnout větší stability [1, 3]. Rozlišují se tři druhy přeměny:

- **Záření  $\beta^-$**  lze pozorovat u jader s přebytkem neutronů. Přebytečný neutron se přemění na proton, elektron ( $e^-$ ) a elektronové antineutrino ( $\bar{\nu}_e$ ), podle rovnice (2.3). Zatímco proton zůstává vázaný v jádře, elektron je spolu se svým neutrinem okamžitě z jádra vyzařen. Nukleonové číslo proto zůstává zachováno a protonové číslo se zvýší.



- **Záření  $\beta^+$**  lze pozorovat u jader s přebytkem protonů. V tomto případě se přebytečný proton přemění na neutron, přičemž je vyzařen pozitron ( $e^+$ ) a elektronové neutrino ( $\nu_e$ ). Vyzařované pozitrony ionizují okolní prostředí a postupně ztrácí energii, po dostatečném zabrzdění anihilují s elektrony v látce (viz kapitola 2.3).



- **Elektronový záchyt** (zn. EC, z angl. *electron capture*) nastává u jader s přebytkem protonů, které nemají dostatek energie k přeměně  $\beta^+$ . Proton v jádře si v tomto případě přitáhne elektron z K, L, M nebo jiné slupky atomového obalu, čímž se přemění na neutron a vyzaří se elektronové neutrino. Podle toho se tento proces může nazývat také K-záchyt, nebo záchyt L, M, atd. [1, 4]



Díky přítomnosti neutrin splňuje přeměna beta zákony zachování energie a hybnosti. Neutrino<sup>1</sup> (zn.  $\nu$ ) jsou elementární částice s velmi malou hmotností a nulovým elektrickým nábojem, řadí se mezi fermiony. Ačkoliv jsou spolu s fotony hojně zastoupena ve vesmíru, jsou téměř nedetekovatelná. Na okolí totiž působí pouze slabou interakcí, která má krátký dosah a velmi malý účinný průřez, z tohoto důvodu mohou neutrino procházet hmotou bez jakékoliv interakce [1].

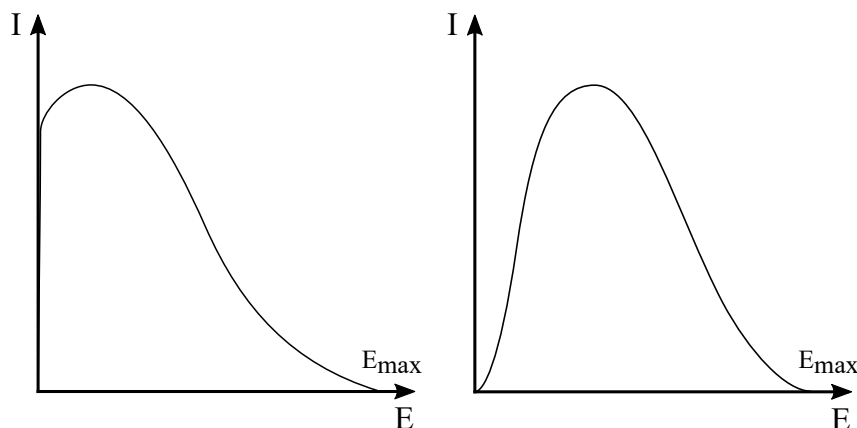
Tabulka 2.3: Příklady některých beta zářičů.

Izotop	Typ	Rozpad	$T_{1/2}$
${}^{137}\text{Cs}$	$\beta^-$	${}^{137}_{55}\text{Cs} \rightarrow {}^{137}_{56}\text{Ba} + e^- + \bar{\nu}_e$	30 let
${}^{14}\text{C}$	$\beta^-$	${}^{14}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + e^- + \bar{\nu}_e$	5700 let
${}^{26}\text{Al}$	$\beta^+(82\%)$	${}^{26}_{13}\text{Al} \rightarrow {}^{26}_{12}\text{Mg} + e^+ + \nu_e$	$7,2 \cdot 10^5$ let
	$EC(18\%)$	${}^{26}_{13}\text{Al} + e^- \rightarrow {}^{26}_{12}\text{Mg} + \nu_e$	

<sup>1</sup>Existují tři druhy neutrin: elektronová – vznikající při rozpadech beta, mionová – z rozpadu mionu  $\mu$ , a tauonová – z rozpadu tauonu  $\tau$ . Vlastnosti popisované v tomto odstavci pro elektronové neutrino platí i pro ostatní neutrino a antineutrino.

Při emisi s sebou neutrino (resp. antineutrino) odnášejí část energie uvolněné při přeměně. Jsou proto zodpovědná za spojité energetické spektrum záření  $\beta^\pm$ , které začíná u 0 keV a končí až u určité maximální hodnoty energie  $E_{max}$ , jež odpovídá situaci, kdy s sebou (anti)neutrino odneslo minimum energie a téměř vše bylo předáno elektronu, resp. pozitronu. Tato energie může dosahovat až několika MeV.

Mezi spektrem  $\beta^-$  a  $\beta^+$  je patrný rozdíl u nižších energií, jak jde vidět z obr. 2.1. Elektrony nesoucí záporný náboj jsou při vyzáření zpomalovány kladným nábojem jádra, čímž se spektrum posouvá k nižším hodnotám. Pozitrony jsou naopak kladným nábojem urychlovány, takže roste počet pozitronů s vyššími energiemi a počet pozitronů s nízkými energiemi klesá [1, 3].



Obrázek 2.1: Energetické spektrum záření  $\beta^-$  (vlevo) a  $\beta^+$  (vpravo).

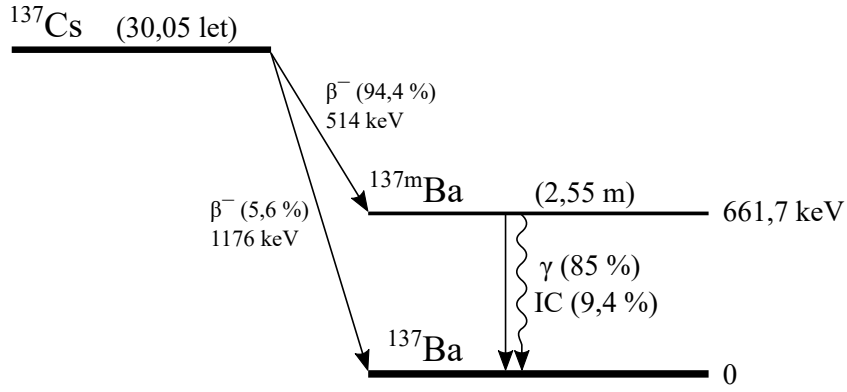
## 2.3 Záření gama

Záření gama (zn.  $\gamma$ ) je elektromagnetické záření tvořené vysokoenergetickými fotony. Vzniká buď při rozpadu radionuklidů, nebo při jaderných reakcích částic o vysokých energiích. V obou případech se po těchto procesech mohou jádra nacházet v excitovaném stavu s vyšší energií. Nukleony, jejichž počet či poměr se vlivem radioaktivní přeměny či jaderné reakce změnil, se snaží přeskupit a obsadit nižší energetické hladiny. Při tom dojde k deexcitaci – vyzáření přebytečné energie ve formě kvant elektromagnetického záření – a jádro se pak nachází v základním stavu.

Tento proces obvykle probíhá velice rychle<sup>2</sup> a v případě radioaktivního rozpadu je foton gama záření emitován téměř okamžitě spolu se zářením alfa či beta. V některých případech však jádra mohou být deexcitována až po delším čase, v řádu minut či hodin. Tato jádra se nachází v metastabilním stavu a nazývají se izomery, označují se pak malým písmenem „m“ u nukleonového čísla [1, 4].

Vzhledem k tomu, že energetické rozdíly mezi jednotlivými hladinami jsou vždy stejné, bude spektrum gama záření tvořeno píky o přesně daných energiích. V případě vícero energetických přechodů pak mohou být emitovány fotony několika energií, vždy však budou tvořit čarové spektrum. U radionuklidů se energie jednotlivých fotonů  $\gamma$  pohybuje v rozmezí 5–5000 keV, při interakci vysokoenergetických částic mohou být tyto energie podstatně vyšší, v řádu GeV nebo TeV [1].

<sup>2</sup>Střední doba života excitovaného jádra je zhruba  $10^{-7}$ – $10^{-11}$  s [4].



Obrázek 2.2: Schéma rozpadu  $^{137}\text{Cs}$  (data jsou převzata z [10, 11]).

K deexcitaci jádra může dojít i pomocí tzv. vnitřní konverze (zn. IC, z angl. *internal conversion*). Energie v tomto případě není uvolněna ve formě fotonu gama záření, ale je pomocí elektromagnetické interakce předána elektronu ve vnitřní slupce atomového obalu, který následně odlétá pryč z atomu. Tyto elektrony se nazývají konverzní a jejich energie je rovna deexcitační energii zmenšené o vazebnou energii elektronu v atomovém obalu a energii zpětného odrazu jádra [5].

Míru, s jakou vnitřní konverze pro daný nuklid nastává, popisuje konverzní koeficient  $\alpha$ , jež lze vyjádřit jako poměr počtu emitovaných konverzních elektronů k počtu emitovaných kvant záření gama. Podle slupky, ze které pochází zúčastněný elektron, lze tento koeficient rozdělit na  $\alpha_K$ ,  $\alpha_L$  a  $\alpha_M$ . Celkový neboli totální konverzní koeficient se pak značí jako  $\alpha_T$ .<sup>3</sup> Pro vyjádření míry, kdy naopak deexcitace nastává emisí gama záření, lze zavést pravděpodobnost emise gama  $P_\gamma$  [5].

Jako příklad k vysvětlení výše popsaných dějů je na obr. 2.2 schéma rozpadu  $^{137}\text{Cs}$ , které se s poločasem 30 let přeměňuje beta rozpadem na  $^{137}\text{Ba}$ . Při tomto rozpadu přechází cesium v 5,6 % případů přímo do základního stavu, z 94,4 % však přechází do excitovaného metastabilního stavu, ze kterého se na základní stav dostane deexcitací energie 662 keV. Tato deexcitace proběhne v 85 % vyzářením kvant gama záření, v 9,4 % elektronovou konverzí. Pravděpodobnost emise gama záření je tedy  $P_\gamma = 0,85$  a koeficient vnitřní konverze je  $\alpha_T = 9,4 / 85 = 0,11$ .

Kromě výše uvedených možností může záření gama vzniknout i anihilací elektronu a pozitronu. Při ní obě tyto částice zaniknou a vzniknou dvě kvanta gama záření o energii 511 keV, která se pohybují od sebe z místa vzniku opačným směrem. S anihilačním gama zářením se lze setkat zejména u radionuklidů rozpadajících se přeměnou  $\beta^+$  [1, 5].

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (2.6)$$

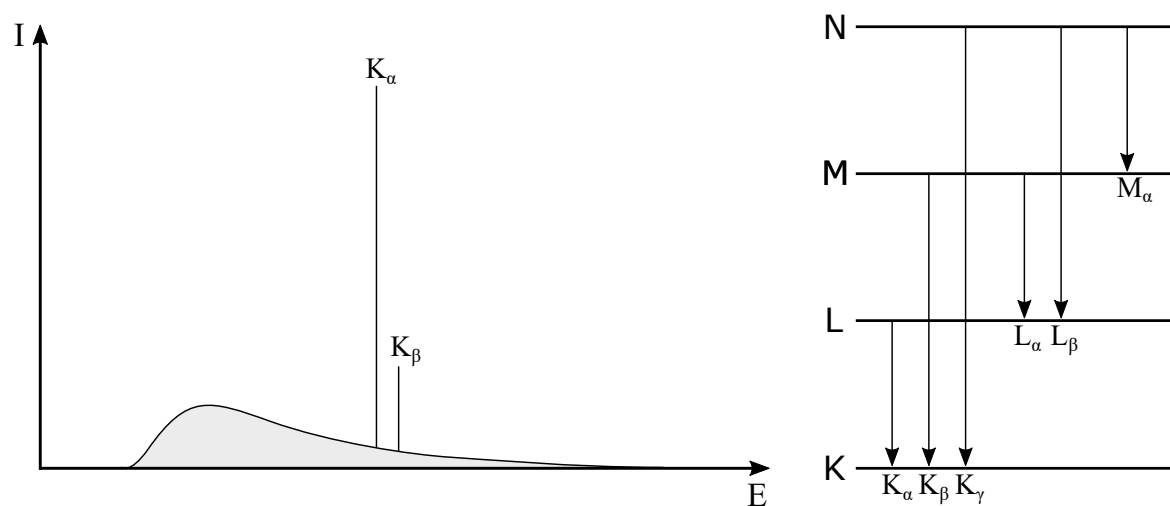
<sup>3</sup>Vnitřní konverze je nejpravděpodobnější pro K-slupku. Pro srovnání: např. u  $^{137}\text{Cs}$  (662 keV) je  $\alpha_T = 0,1102$ , z toho  $\alpha_K = 0,0896$ ;  $\alpha_L = 0,0165$ ;  $\alpha_M = 0,00352$  [11].

## 2.4 Rentgenové záření

Rentgenové záření (zkr. RTG, angl. *X-ray*)<sup>4</sup> je elektromagnetické záření tvořené fotony, podobně jako záření gama. Z hlediska fyzikálních vlastností se obě tyto záření od sebe nijak neliší, rozdíl mezi nimi je dán především způsobem vzniku a energiemi. Jako rentgenové se označuje záření s energií zhruba od 0,1 do 100 keV, část tohoto spektra (asi nad 5 či 10 keV) však zasahuje do spektra záření gama. V této oblasti není přesně vymezená hranice, která by určovala, zda se jedná o záření rentgenové nebo gama a rozlišují se pak jen na základě jejich původu. Zatímco gama záření vzniká v jádře atomu, rentgenové záření je emitováno z atomového obalu [1, 3, 5].

V některých případech, např. po vyražení elektronu, elektronovém záchytu nebo vnitřní konverzi, může dojít k tomu, že se ve vnitřní slupce atomového obalu nachází prázdné místo neobsazené elektronem. Toto místo může obsazeno elektronem z vyšší slupky, přičemž při přeskoku elektronu z vyšší hladiny na nižší dojde k vyzáření kvanta rentgenového záření o energii rovné rozdílu obou hladin. Tomuto druhu rentgenového záření se říká charakteristické a v energetickém spektru se zobrazí jako ostré píky. Podle toho, z které hladiny je přeskok uskutečněn, se pak pro rozlišení přechody označují malými indexy řecké abecedy, např.  $K_\alpha$  pro přechod z L na K (viz obr. 2.3).

Druhým typem rentgenového záření je záření brzdné, které vzniká důsledkem pohybu nabitě částice v elektrickém poli atomového jádra. Pohybující se částice v tomto poli přichází o část své kinetické energie, která je vyzářena ve formě fotonu rentgenového záření. Částice se v látkovém prostředí může zpomalovat opakovaně na mnoha atomech, což má za následek spojitě energetické spektrum. Typickými zdroji brzdného záření jsou např. elektrony a pozitrony z beta rozpadu nebo částice z urychlovačů [1].



Obrázek 2.3: Tvar spektra (vlevo) a nomenklatura rentgenového záření (vpravo).

<sup>4</sup>Rentgenové záření bylo objeveno v roce 1895 německým fyzikem W. Röntgenem, který toto dosud neznámé záření pojmenoval jako „paprsky X“. Dnes se také nazývají rentgenové podle svého objevitele.



## 2.5 Neutronové záření

Neutrony jsou částice s nulovým elektrickým nábojem, řadí se proto mezi nepřímo ionizující záření. Spolu s protony tvoří neutrony atomové jádro, mimo jeho silové působení je však volný neutron nestabilní a rozpadá se  $\beta^-$  rozpadem se střední dobou života zhruba 15 minut ( $T_{1/2} = 10,6$  minut) [9]:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e + 783 \text{ keV}. \quad (2.7)$$

Na základě energie pohybujících se neutronů lze neutrony rozlišit na rychlé a pomalé, přičemž hranice mezi nimi se nachází zhruba okolo 100 keV. Existuje však i podrobnější dělení, jež je popsáno v tab. 2.4. Rozmezí energií u uvedených druhů neutronů nejsou dána jednoznačně a mohou se proto u různých autorů lišit [8, 12].

Jako chladné a ultrachladné jsou označovány neutrony s velmi malými energiemi. Souvislost mezi „teplotou“ a energií neutronů vychází z termodynamického vztahu

$$E \sim kT,$$

kde  $k$  je Boltzmannova konstanta a  $T$  teplota. Tepelné neutrony mají střední energii okolo 0,025 eV, což odpovídá střední energii částic okolního prostředí při pokojové teplotě 295 K. Přechodná oblast mezi pomalými a rychlými neutrony bývá obecně nazývána epitermální a zahrnuje v sobě neutrony rezonanční a středních energií. Někdy se tímto názvem označuje jen úzké spektrum neutronů s energiemi mezi termálními a rezonančními neutrony.

Rezonanční neutrony mají svůj název podle rezonančních jevů projevujících se v grafu závislosti účinného průřezu na energii. Objevují se zde ostrá maxima a minima, odpovídající zvýšené či snížené pravděpodobnosti jaderných reakcí, podle toho, jak jsou obsazovány diskrétní energetické hladiny nukleonů v jádře. Při vyšších energiích se tyto rezonanční jevy přestanou projevovat a účinný průřez rychle klesá [8, 13].

Neutronové záření lze kromě energie charakterizovat dále veličinou nazývanou neutronový tok (zn.  $\phi$ ), jež vyjadřuje množství neutronů dopadajících na jednotku plochy za jednotku času [13].

Tabulka 2.4: Dělení neutronů podle energií [8, 13].

neutrony	energie
ultrachladné	$< 10^{-6}$ eV
chladné	$10^{-6} - 0,005$ eV
tepelné	$0,005 - 0,5$ eV
rezonanční	$0,5 - 1000$ eV
středních energií	$1 - 500$ keV
rychlé	$0,5 - 20$ MeV
vysokých energií	$> 20$ MeV

## 2.6 Další druhy ionizujícího záření

**Protonové záření** tvoří rychle letící protony, neboli jádra vodíku. V přírodě se vyskytuje pouze jako součást primárního kosmického záření, které je tvořeno protony zhruba z 88 %. Uměle jej lze vytvořit na urychlovačích, čehož se využívá při výrobě radionuklidů nebo protonové radioterapii [1, 14].

**Záření těžších iontů** je tvořeno rychle letícími jádry prvků těžších než jádra hélia (tj. záření alfa). Těžké ionty tvoří obvykle malou část kosmického záření dopadajícího na Zem, mohou být však vytvářeny i uměle, např. na urychlovačích. Z hlediska vlastností mají těžké ionty podobné účinky jako záření alfa [1].

**Mionové záření** je proud rychlých mionů ( $\mu^-$ ) nebo antimionů ( $\mu^+$ ). Mion je elementární částice podobná elektronu. Má stejný elektrický náboj, ale podstatně vyšší hmotnost – bývá proto přezdíván jako „těžký elektron“. Je nestabilní a se střední dobou života  $2,2 \mu\text{s}$  se rozpadá na elektron ( $e^-$ ), elektronové antineutrino ( $\bar{\nu}_e$ ) a mionové neutrino ( $\nu_\mu$ ). Analogicky se antimion rozpadá na pozitron ( $e^+$ ), elektronové neutrino ( $\nu_e$ ) a mionové antineutrino ( $\bar{\nu}_\mu$ ).

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2.8)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (2.9)$$

Miony i antimiony vznikají v horních vrstvách zemské atmosféry jako rozpadové produkty sekundárního kosmického záření a následně dopadají na zemský povrch. Vzhledem ke svým relativistickým rychlostem je toto záření velice pronikavé a může proniknout až hluboko pod zemský povrch [1, 4].

# 3 Interakce a detekce ionizujícího záření

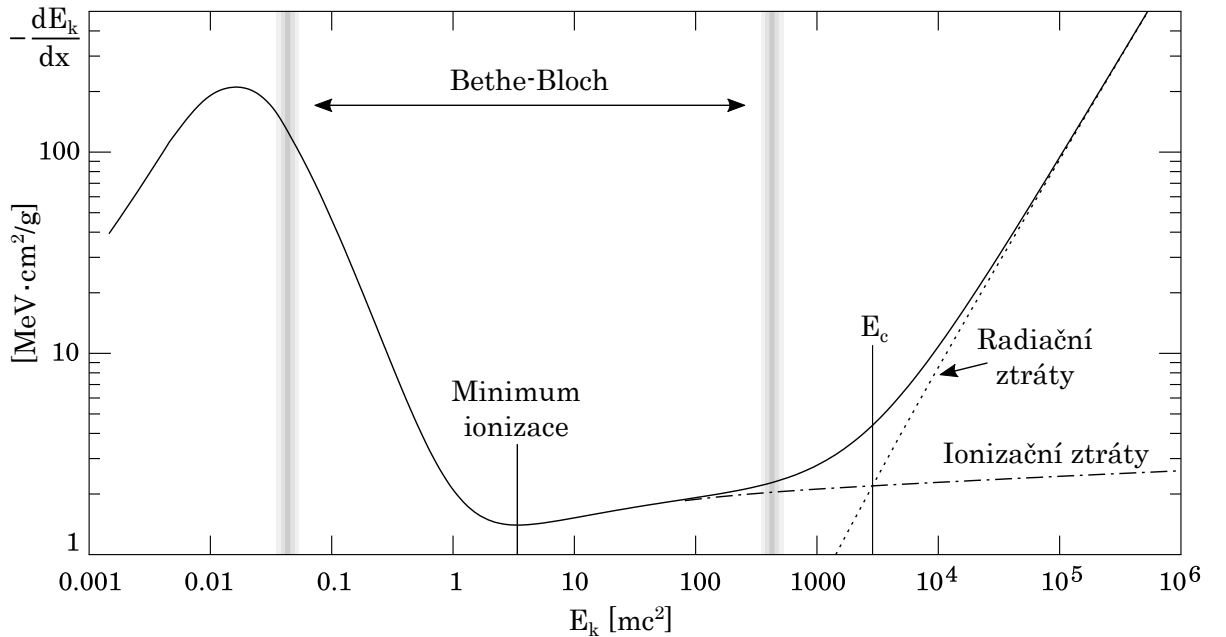
Při průchodu částice ionizujícího záření látkou dochází ke změnám nejen v látce samotné, ale i ve vlastnostech prolétávající částice. Z tohoto hlediska lze částice podle jejich interakcí rozdělit do čtyř skupin: těžké nabitě částice (protony, alfa, aj.), lehké nabitě částice (elektrony a pozitrony), fotony (gama a rentgenové paprsky) a neutrony [9].

## 3.1 Průchod nabitých částic látkou

Těžkými nabitými částicemi se rozumí částice, jejichž klidová hmotnost je vyšší nebo rovna klidové hmotnosti protonu. Při jejich průchodu látkou dochází ke srážkám s jádry atomů a jejich rozptylu. V důsledku srážek se snižuje jejich kinetická energie, po dostatečném poklesu začne částice interagovat s elektrony v atomovém obalu a energie se dále spotřebovává k ionizaci a excitaci atomů, dokud se v látce úplně nezastaví.

Lehké nabitě částice jsou částice, jejichž klidová hmotnost je srovnatelná s hmotností elektronu. Tyto částice interagují převážně s elektronovým obalem atomů, z nichž je látka složena. energii ztrácí jednak jejich excitací a ionizací (ionizační ztráty), jednak vysláním brzděného záření (radiační ztráty). K vyrovnání obou druhů ztrát dochází při tzv. kritické energii  $E_c$  [4, 9].

Střední ztráty kinetické energie  $E_k$  nabitě částice při průchodu látkou po dráze  $x$  jsou znázorněny na obrázku 3.1. U velmi malých energií nemá částice dostatek energie k ionizaci atomů, se zvyšující se energií však křivka začne růst. Zároveň se však



Obrázek 3.1: Závislost energetických ztrát na energii částice (dle [4, 15]).

Konkrétní hodnoty jsou pro  $\mu^+$  v mědi.

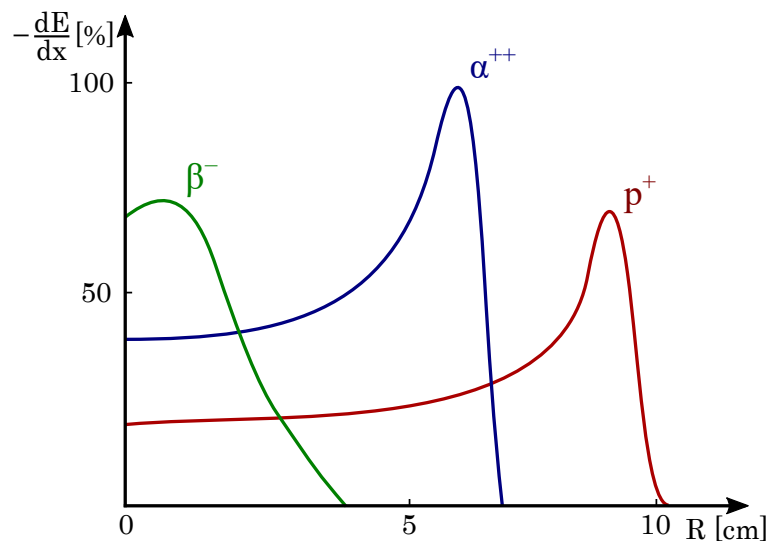
postupně snižuje pravděpodobnost interakce částice s látkou, křivka proto v jistém bodě dosáhne svého maxima a začne klesat. Následující oblast se dá popsat Betheho-Blochovou formulí. Při energii částice rovné  $2mc^2$  pak křivka dosáhne svého minima, načež následuje pomalý růst. Při dosažení vysokých energií začnou u všech typů nabitých částic nabývat na významnosti radiační ztráty, které zde značně převyšují ztráty ionizační [4, 15].

Částice, jejíž energie se nachází za bodem minima ionizace, se nazývá minimálně ionizující částice neboli MIP (z angl. *Minimum Ionizing Particle*). Jedná se o pronikavé nabitě částice s malou klidovou hmotností a vysokou energií. Jak je z obrázku patrné, vyznačují se nízkými energetickými ztrátami na jednotku délky své trajektorie. Mezi minimálně ionizující částice se řadí např. kosmické miony a piony nebo vysokoenergetické elektrony a protony<sup>1</sup> [16].

Ionizační ztráty lze vyjádřit i v závislosti na doletu  $R$ , kterou popisuje tzv. Braggova křivka. Dolet částice představuje střední dráhu, kterou částice v látce urazí až do svého úplného zastavení, a souvisí s kinetickou energií částice dle vztahu [4, 9]:

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE_k}{-dE_k/dx}, \quad (3.1)$$

kde  $E_0$  je počáteční kinetická energie.



Obrázek 3.2: Braggova křivka pro elektrony, alfa částice a protony (podle [1]).

## 3.2 Interakce fotonů s látkou

Fotony jsou kvanta elektromagnetického pole s nulovou klidovou hmotností a nulovým elektrickým nábojem. Při průchodu látkovým prostředím interagují výhradně elektromagneticky a způsob jejich interakce se značně liší od ostatních částic, jež byly zmíněny na začátku této kapitoly. Možností, které mohou při průchodu fotonů látkou nastat, je celá řada, jejich popis bude proto zestručněn a omezen pouze na tři základní: fotoelektrický jev, Comptonův jev a tvorbu párů [9].

<sup>1</sup>Z klidových hmotností lze spočítat, že miony a piony by musely mít energii zhruba přes 200 MeV, elektrony alespoň 1 MeV a protony skoro 2 GeV.

K fotoelektrickému jevu (neboli fotoefektu) dochází při interakci fotonu s elektronem v atomovém obalu. Foton předá elektronu celou svoji energii, přičemž sám zanikne. Předaná energie je následně využita k překonání vazbové energie elektronu a jeho uvolnění z atomového obalu. Zbytek energie se přemění na kinetickou energii elektronu.

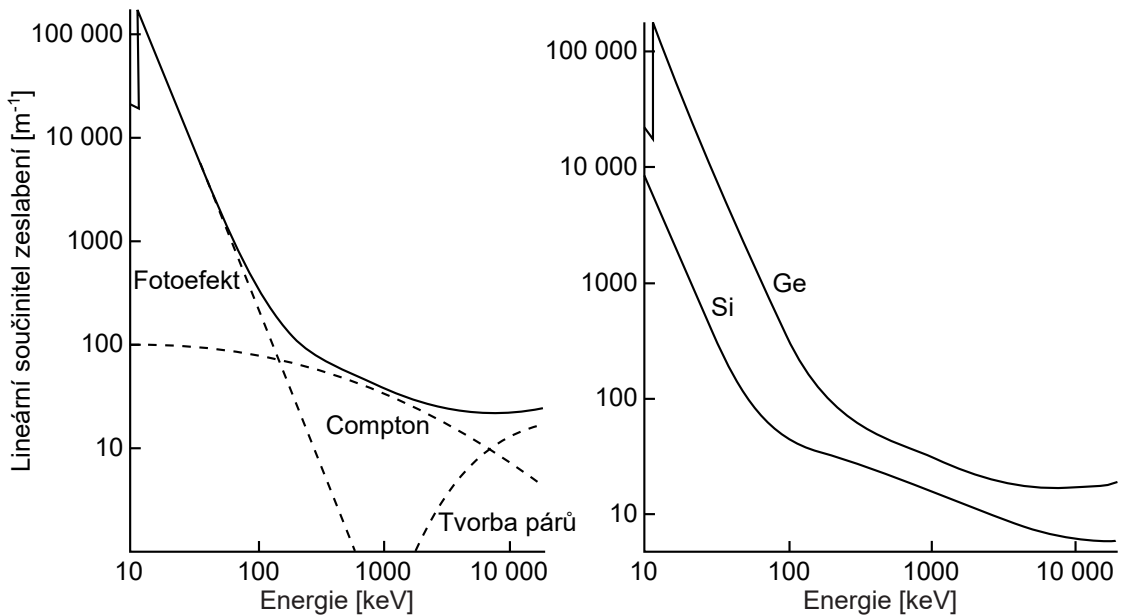
Při Comptonově jevu dochází k rozptylu fotonu na elektronu v atomovém obalu. Jestliže je energie dopadajícího fotonu podstatně větší, než je vazebná energie elektronu v atomu, pak je elektronu předána pouze část energie fotonu. Obě částice se následně pohybují pryč od místa interakce se změněnou energií a odchýlením od původního směru letu fotonu. Úhel rozptylu fotonu je tím větší, čím více energie bylo předáno elektronu. Fotony a elektrony z Comptonova rozptylu proto tvoří spojité spektrum.

Tvorba elektron-pozitronového páru je opačným procesem k anihilaci popsané v kapitole 2.3. Jestliže kvantum záření gama o energii alespoň 1022 keV ( $2 \times 511$  keV) přijde do blízkosti jádra či jiné částice, může dojít k přeměně fotonu na pozitron a elektron. Případná zbylá energie je přeměněna na kinetickou energii obou částic. Vzniklý pozitron obvykle následně anihiluje s jiným elektronem obsaženým v látce [1, 9].

Všechny tyto tři interakce přispívají ke snižování intenzity fotonového záření při průchodu látkou. Míru, s jakou se tato intenzita snižuje, lze vyjádřit pomocí lineárního součinitele zeslabení  $\mu$ , který je přímo úměrný účinnému průřezu  $\sigma$  dané interakce. Podíl jednotlivých interakcí na součiniteli zeslabení je znázorněn na obr. 3.3. V oblasti nízkých energií je dominantní interakce fotoelektrickým jevem, se zvyšující se energií však klesá jeho pravděpodobnost. U středních energií pak převládá Comptonův rozptyl a v oblasti vysokých energií tvorba párů. Kromě energie záření  $E_\gamma$  jsou pravděpodobnosti interakcí závislé rovněž na protonovém čísle  $Z$ , a to přibližně dle vztahů [4, 5]:

$$\sigma_f \sim \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}, \quad \sigma_C \sim \frac{Z}{E_\gamma}, \quad \sigma_p \sim Z^2 \ln 2E_\gamma,$$

kde  $\sigma_f$  je účinný průřez pro fotoefekt,  $\sigma_C$  pro Comptonův rozptyl a  $\sigma_p$  pro tvorbu párů.

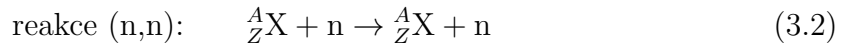


Obrázek 3.3: Podíl jednotlivých interakcí na lineárním součiniteli zeslabení (vlevo) a srovnání průběhu pro křemík  $Z = 14$  a germanium  $Z = 32$  (vpravo) dle [5].

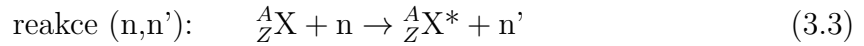
### 3.3 Interakce neutronů s látkou

Při průchodu látkovým prostředím mohou neutrony buď projít bez jakékoliv interakce, a časem se samy rozpadnou, nebo interagují s jádry atomů. Vzhledem k nulovému elektrickému náboji mohou neutrony interagovat pouze silnými jadernými silami<sup>2</sup>, na své cestě proto nejsou rozptylovány elektrony v atomovém obalu a snadno se dostávají až k jádru. Protože silné jaderné síly mají velice krátký dosah, musí se neutron přiblížit k jádru na vzdálenost minimálně  $10^{-15}$  m. Zde pak dochází buď k rozptylu, tedy odchýlení neutronu od původního směru, nebo absorpci neutronu, a to radiačním záchytem či jinou jadernou reakcí [9, 12].

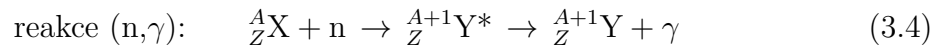
Při **pružném rozptylu** neutron narazí na jádro a předá mu část své kinetické energie. Jádro se s touto energií pohybuje dál, přičemž ionizuje okolní prostředí a postupně ztrácí energii. Odražený neutron pokračuje ve své cestě dál a může dále interagovat s dalšími jádry. Pružný rozptyl nastává nejčastěji při interakci rychlých neutronů, zejména s lehkými jádry, čehož se využívá hlavně při zpomalování neutronů.



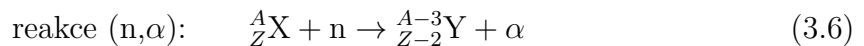
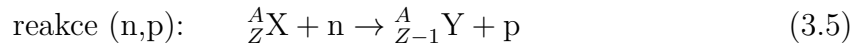
U **nepružného rozptylu** se neutron srazí s jádrem a rovněž mu předá část své kinetické energie, ta je však využita na zvýšení jeho vnitřní energie. Tento proces může být způsoben buď přímo neutronem, nebo jeho pohlcením jádrem a následným vyzářením pryč – v tomto případě může být emitován i jiný neutron, než který do reakce vstupoval. Po reakci tedy jádro sice zůstává v klidu, nachází se však v excitovaném stavu a do stavu základního přechází vyzářením fotonu gama. Nepružný rozptyl je pravděpodobnější u těžších jader a nastává od určité prahové energie.



Při **neutronovém záchytu** je neutron jádrem absorbován a zůstává v něm dále vázaný. Jeho kinetická energie je jádrem vyzářena ve formě fotonu záření gama. Jádro obohacené o neutron se často stává radioaktivním a může se dále rozpadat. Záchyt nastává nejčastěji u pomalých neutronů [1, 9].



Probíhat mohou i další **jaderné reakce**, při nichž je neutron rovněž zachycen, ale z jádra je emitována jiná částice, např. proton, alfa nebo deuteron. Pro neutrony jsou typické reakce (n,p), (n, $\alpha$ ), se zvyšováním energie neutronů pak mohou nastat i reakce typu (n,2n), (n,3n) (n,np), aj. [9, 12]



Kromě výše uvedených reakcí je možné i **štěpení jader**, při kterém je jádro rozděleno na dvě přibližně stejné části a současně se emitují 2–3 neutrony. Obecně lze jádro rozštěpit libovolnou částicí s dostatečnou energií, štěpení neutrony má však velký praktický význam. Tato reakce je označována jako (n,f) a dochází k ní zejména při ostřelování velmi těžkých jader tepelnými nebo rychlými neutrony [9].

---

<sup>2</sup>Magnetická interakce způsobená magnetickým momentem je natolik slabá, že ji lze zanedbat.

### 3.4 Detektory ionizujícího záření

Ke zjištění přítomnosti a vlastností ionizujícího záření lze v dnešní době využít řadu přístrojů – detektorů. Samotná detekce probíhá prostřednictvím interakce záření s materiálem citlivé části detektoru. Různé druhy detektorů mohou pracovat na odlišných principech, liší se proto svými vlastnostmi a možnostmi využití při detekci daného druhu záření.

Obecně lze detektory rozlišit na spektrometrické, které jsou schopny měřit energii detekované částice, a nespektrometrické, které energii měřit nedokážou a pouze „počítají“ částice přicházející do detektoru. Výsledkem měření spektrometrických detektorů je energetické spektrum, zobrazující počet detekovaných částic s příslušnou energií. Měřením a studiem těchto spekter se zabývá spektrometrie [17].

Detektory ionizujícího záření lze dále charakterizovat několika parametry, které někdy mohou záviset i na provedení samotného experimentu:

- **Detekční účinnost** – pravděpodobnost, že dané emitované záření bude detektorem zaregistrováno. Účinnost detekce může být ovlivněna např. geometrickým uspořádáním zdroje a detektoru, velikostí a konstrukcí detektoru, nebo intenzitou a energií detekovaného záření.
- **Energetické rozlišení** – rozdíl energií dvou částic, které ještě lze od sebe rozlišit.
- **Prostorové rozlišení** – vzdálenost dvou částic, které ještě lze od sebe rozlišit.
- **Časové rozlišení** – časový interval mezi dvěma částicemi, které lze při jejich příletu do detektoru rozlišit. Tento parametr závisí zejména na rychlosti fyzikálních procesů v detektoru a rychlosti elektronického zpracování získaného signálu. V případě, že částice do detektoru přilétávají příliš rychle po sobě, mohou být signály pocházející ze dvou částic složeny.
- **Mrtvá doba** (*dead time*) – doba, po kterou detektor neregistruje další částice, které do něj přicházejí. Tento jev nastává v případě, že částice do detektoru přijde v průběhu zpracovávání signálu z předchozí částice. Čas, po který detektor skutečně měří, se nazývá *live time*, a lze jej získat odečtením celkové mrtvé doby od celkového času měření [1, 4].

Mezi první používané detektory ionizujícího záření patří **dráhové detektory**, ke kterým se řadí jaderné fotoemulze, mlžné komory a bublinkové komory. Díky ionizačním účinkům částic dojde při jejich průchodu materiálem detektoru ke zviditelnění trajektorie – fotochemickou reakcí, kondenzací páry nebo vznikem bublinek podél dráhy. Tato dráha je vyfotografována (nebo zachycena v obrazu vyvolané fotoemulze) a následně je analyzována z hlediska délky, křivosti v magnetickém poli, hustoty stop apod. Z těchto údajů lze pak určit hybnost částice, její energii, náboj nebo jiné informace [4].

Dalším druhem detektorů jsou **plynové**, které se rozdělují na ionizační komory, proporcionální, Geiger-Müllerovy, korónové a jiskrové detektory. Samotný detektor je tvořen obvodem s dvěma elektrodami, jež jsou umístěny v plynném prostředí. Při průletu částice dojde k ionizaci molekul plynu, které se rozdělí na záporné elektrony a kladné ionty. Tyto náboje jsou sebrány elektrodami a obvodem začne protékat proud.

U ionizačních komor a proporcionálních detektorů je tento proud úměrný sebranému náboji, a tedy i energii částic, u ostatních plynových detektorů už však tato úměra neplatí, a mohou proto pracovat pouze v nespektrometrickém režimu [17].

**Scintilační detektory** jsou založeny na registraci luminiscenčních záblesků neboli scintilací, vznikajících při absorpci energie dopadajícího ionizujícího záření v materiálu detektoru (scintilátoru). Při absorpci záření přechází atomy materiálu do vzbuzeného stavu a při deexcitaci vyzařují fotony viditelného až ultrafialového světla, tvořící záblesky. Světelné záblesky jsou následně převedeny fotokatodami na elektrický signál a dále zpracovány. Jejich intenzita je úměrná energii absorbovaného záření, scintilační detektory jsou proto spektrometrické [17].

**Polovodičové detektory** využívají k detekci záření polovodičový materiál, který je tvořen PN přechodem. Jedna část polovodiče je typu N, kde jsou nositeli náboje záporné elektrony, a druhá část je typu P, kde nositeli jsou kladné díry<sup>3</sup>. Mezi těmito dvěma částmi je malá oblast bez volných nositelů náboje, kde došlo k rekombinaci elektronů a děr. Zapojením PN přechodu do obvodu v závěrném směru, kdy katoda (typ N) je připojena ke kladnému pólu a anoda (typ P) k zápornému, se tato oblast zvětší a stává se pak citlivou k detekci ionizujícího záření.

Při průchodu částice citlivou oblastí vzniknou v materiálu následkem ionizace páry elektronů a děr, které jsou sebrány elektrodami a přeměněny na elektrický signál. Zapojení v závěrném směru zaručuje, že obvodem neprochází jinak téměř žádný proud. Velmi malý proud, který může obvodem procházet i bez interakce záření s detektorem, je způsoben vznikem elektronů a děr ve vyprázdněné oblasti v důsledku termoemise. Tento proud představuje elektronický šum, který překrývá skutečný detekovaný signál, a z hlediska detekce záření je nežádoucí [1, 4].

Nejčastěji používanými materiály u polovodičových detektorů jsou křemík a germanium, lze se ale setkat i s CdTe, GaAs, HgI<sub>2</sub>, aj. Výhodou křemíku je jeho snadná dostupnost, nízká cena, a možnost výroby velkých krystalů s požadovanou čistotou. Jeho nevýhodou je však nízké protonové číslo, díky němuž má nízký absorpční koeficient, využívá se proto hlavně při detekci fotonů nízkých energií. Germanium má oproti křemíku vyšší protonové číslo, a je proto vhodné pro detekci fotonů vyšších energií, jeho nevýhodou je však nutnost chlazení na teplotu kapalného dusíku. Další druhy materiálů mají oproti křemíku a germaniu o něco horší vlastnosti, jejich protonová čísla jsou však vyšší a nacházejí proto své uplatnění v některých speciálních aplikacích [5, 17].

Zvláštním druhem polovodičových detektorů jsou **polohově citlivé detektory**, jejichž hlavní výhodou je možnost určení polohy částice při současném zachování spektrometrických vlastností. Tyto detektory mají mnoho způsobů realizace, např. ve formě CCD čipů, driftových, stripových nebo pixelových detektorů. Pixelové detektory jsou tvořeny elektrodami, které jsou rozděleny do mřížky, jež vytváří malé buňky nazývané pixely. Zpracováním signálů získáme obraz zobrazující detekované částice v jednotlivých pixelech [1, 17].

---

<sup>3</sup>Opuští-li elektron své místo v atomovém obalu polovodičového krystalu, zůstane po něm prázdné místo, označované jako „díra“. Prázdné místo může být obsazeno jiným elektronem, čímž se díra přesune. Díry se tedy chovají podobně jako částice a je jim přiřazen kladný náboj [6].



## 4 Medipix

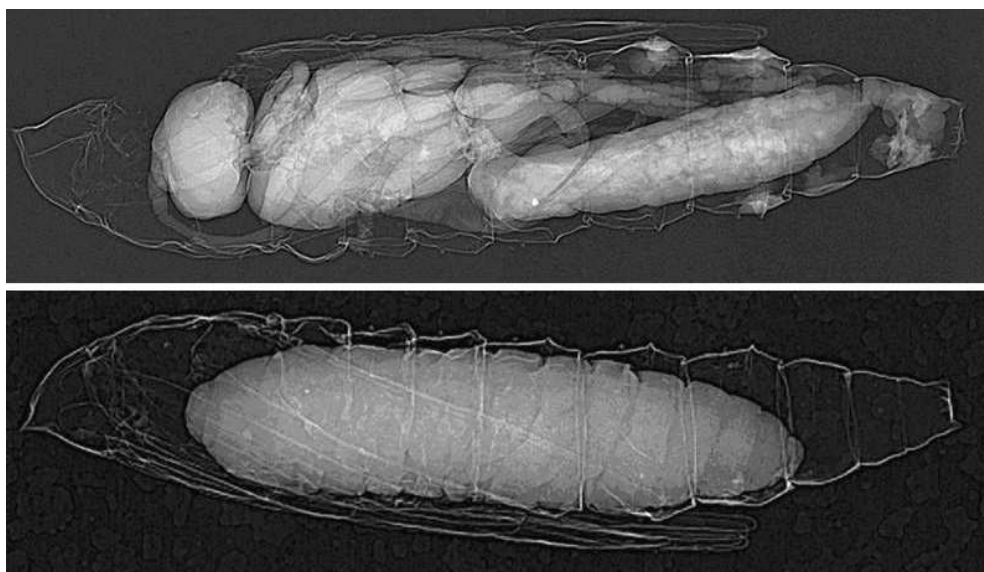
Medipix jsou pixelové detektory určené k zobrazování a detekci částic a fotonů vyvíjené pod záštitou CERN v rámci mezinárodní spolupráce (tzv. *Medipix Collaboration*). Původním účelem těchto detektorů mělo být sledování částic ve Velkém hadronovém urychlovači LHC, jehož výstavba byla schválena v roce 1995. Vědci z CERN spolu s dalšími třemi externími skupinami však chtěli technologii vyvíjenou pro LHC přenést i mimo oblast fyziky vysokých energií. Vznikla tak první vývojová skupina, Medipix1 Collaboration, která později v roce 1997 představila první prototyp detektoru [18].

**Medipix1** se skládal z čipu tvořeného  $64 \times 64$  pixely o rozměrech jednoho pixelu  $150 \times 150 \mu\text{m}$  (spolu s roztečí  $170 \times 170 \mu\text{m}$ ), čímž tvořily celkovou plochu  $1,2 \text{ cm}^2$ . Tyto detektory sloužily především jako čítače fotonů rentgenového záření a byly později nahrazeny novějšími verzemi [18, 19].

Za účelem dalšího vývoje se mezinárodní spolupráce na vývoji Medipixu rozšiřovala. V roce 1999 vznikla Medipix2 Collaboration, jejímž výsledkem byly nové detektory **Medipix2** a **Timepix**. Tyto detektory, stejně jako všechny další verze, jsou tvořeny čipem s  $256 \times 256$  pixely o rozměrech pixelu  $55 \times 55 \mu\text{m}$ , čímž poskytují podstatně lepší prostorové rozlišení oproti prvotnímu prototypu. Timepix, který byl vyvinut z Medipix2, navíc kromě čítače částic umožňuje měření energie a doby příletu částice.

**Medipix3** a **Timepix3**, vyvinuté Medipix3 Collaboration z roku 2005, jsou v současnosti nejnovějšími typy detektorů. Oproti předchozím verzím poskytují vylepšené energetické a časové rozlišení, barvení snímků či 3D rekonstrukci dráhy částice.

V současné době se pracuje na nových detektorech **Medipix4** a **Timepix4**, vyvíjené Medipix4 Collaboration (2016). Tyto detektory by po dokončení měly umožňovat vzájemné napojení ze všech čtyř stran, čímž by dokázaly tvořit velké souvislé detektorové plochy. Vývoj Medipixu4 je směřován na spektroskopické snímkování rentgenovým zářením, jež by mělo být srovnatelné s lékařskými CT snímky, zatímco Timepix4 by měl zajistit přesnější identifikaci a sledování částic [18].



Obrázek 4.1: Radiografický snímek kukly klíněnky jírovcové (*Cameraria ohridella*) [20].

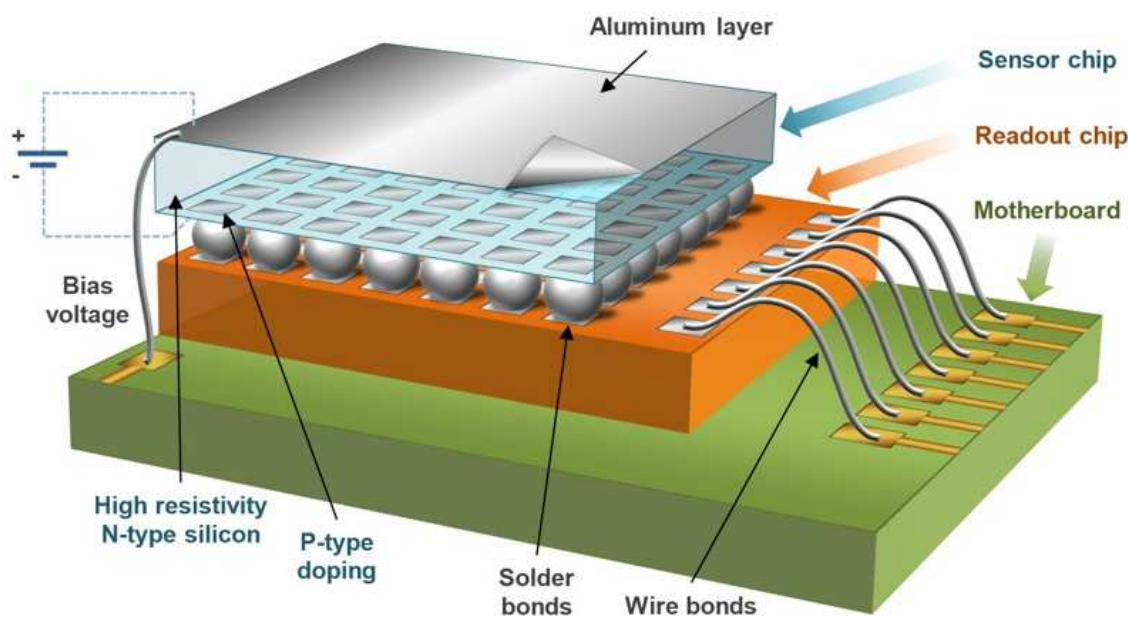
V České republice je do vývoje Medipixu zapojen Ústav technické a experimentální fyziky ČVUT (Medipix Collaboration 2, 3 a 4). V minulosti se zapojilo také Oddělení experimentální částicové fyziky Fyzikálního ústavu Akademie věd ČR v rámci Medipix2 Collaboration. Dnes tyto detektory nalézají své uplatnění např. v radiografii, astrofyzice nebo dozimetrii [18]. Následující kapitoly jsou zaměřeny na model Timepix, který byl použit při měřeních v praktické části této práce.

## 4.1 Stavba detektoru a princip měření

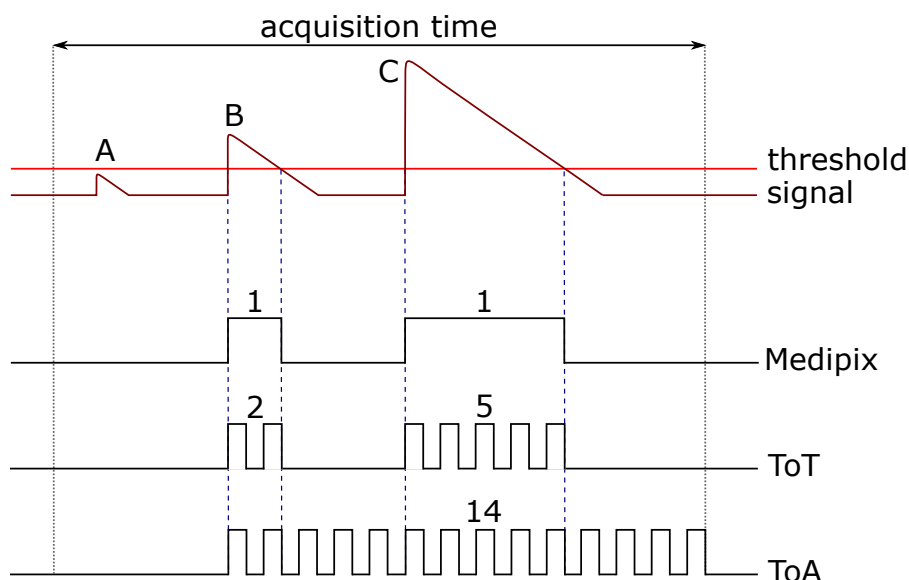
Struktura detektoru Timepix je znázorněna na obr. 4.2. Detektor se skládá ze senzoru (*sensor chip*) a vyčítacího čipu (*read-out chip*), jež jsou k sobě spojeny bondovacími kuličkami (*solder bonds*), zajišťujícími kontakt obou částí.

Senzor je vyroben z polovodičového materiálu, např. Si, GaAs nebo CdTe, jehož vrchní vrstva je dotována jako polovodič typu N a spodní jako P. Spodní část senzoru je rozdělena na matici  $256 \times 256$  pixelů představující jednotlivé anody. Každý pixel má svou vlastní bondovací kuličku a příslušnou elektroniku. Povrch senzoru je pokryt souvislou hliníkovou vrstvou, která slouží jako katoda společná pro všechny pixely. Senzor tedy funguje jako dioda zapojená v závěrném směru a pracuje na stejném principu jako polovodičový detektor popsáný v kapitole 3.4 [21, 22].

Připojením elektrod ke zdroji napětí se vytvoří vyprázdněná oblast bez volných nábojů sloužící jako citlivá oblast pro detekci záření. Přiložené napětí (*bias voltage*) lze libovolně měnit v rozmezí 0–100 V a jeho volba záleží na druhu experimentu. Při průletu citlivou oblastí detektoru zasáhne ionizující částice jeden nebo více pixelů, ve kterých se vytvoří páry elektronů a děr. Tyto náboje jsou elektrodami sebrány a přeměněny na napěťový impuls, který je následně zpracován elektronikou daného pixelu ve vyčítacím čipu: zesilovačem, komparátorem (diskriminátorem) a čítačem.



Obrázek 4.2: Schéma struktury detektoru Timepix [22].



Obrázek 4.3: Princip detekce v různých detekčních módech (podle [21, 22]).

Impuls je nejprve zesílen v zesilovači a následně je převeden do komparátoru, kde se velikost impulsu porovnává s nastaveným prahem detekce (*threshold*). Tento práh se volí tak, aby potlačil malé impulsy pocházející např. z elektronického šumu. Jestliže je velikost impulsu větší než nastavený práh, pokračuje impuls k čítači, pokud je menší, je impuls ignorován [21].

Čítač zpracovává přicházející impulsy pouze po předem stanovenou dobu expozice (*acquisition time*), během které je otevřená závěrka (*shutter*). O způsobu zpracování signálu rozhoduje druh detekčního režimu, který byl na začátku měření zvolen. Čítač může pracovat ve třech módech:

- **Medipix** – Čítač registruje počet přicházejících impulsů, zaznamenává tedy počet detekovaných částic. V tomto režimu pracují i ostatní detektory Medipix.
- **Time over Threshold (ToT)** – Čítač zaznamenává dobu, po kterou impuls překračuje hranici thresholdu. Protože velikost impulsu odpovídá množství náboje vytvořeného ionizující částicí v senzoru, umožňuje tento režim měření energií.
- **Time of Arrival (ToA)** – Čítač zaznamenává dobu od překročení thresholdu až po ukončení doby akvizice, zaznamenává tedy čas od přiletu částice do detektoru až po skončení nabírání dat jednoho snímku. Tohoto režimu se využívá např. při měření doby letu částice [23].

Doba překročení thresholdu v režimech ToT a ToA je čítačem zaznamenávána na základě počítání taktů hodinového singálu (*clock*), jenž má předem nastavenou frekvenci. Na obr. 4.3 je zobrazen princip měření v různých detekčních módech. Impuls A nebude vůbec zpracován jako detekovaný, jelikož nepřekročil minimální výšku prahu. Impulsy B a C, mající rozdílnou velikost, práh překročily a započteny budou. V režimu Medipix se hodnota obou pulzů bude rovnat 1, v režimu ToT už však budou hodnoty na čítači odpovídat jejich velikosti [21].

Po skončení doby expozice jsou hodnoty na čítačích všech pixelů odeslány do počítače přes vyčítací rozhraní (*read-out interface*) a uložena ve formě snímku. Následně

se začnou nabírat nová data a celý proces se opakuje. V průběhu měření se tak vytváří sada snímků, které se dají samostatně zpracovat.

## 4.2 Read-out Interface

Vyčítací rozhraní (*read-out interface*) je zařízení zajišťující kontrolu nad detektorem, čtení dat a jejich přenos do počítače. Toto rozhraní je vyvíjeno a vyráběno nezávisle na detektoru, obě části lze od sebe oddělit a vyměnit za jiné. V rámci Medipix Collaboration bylo vyvinuto několik druhů rozhraní, např. Muros, USB, FITPix<sup>1</sup>, aj. [24, 25]

Při měřeních v této práci je používáno rozhraní FITPix verze 2.4, jež bylo vyvinuto na ÚTEF ČVUT a podporuje detektory Timepix, Medipix2 a Medipix3. Čtecí rychlost u tohoto zařízení může dosahovat až 90 snímků za sekundu, novější typ FITPix3 však dosahuje až 800 snímků za sekundu. Rozhraní se skládá z několika částí [26]:

- FPGA<sup>2</sup> obvod – zajišťuje kontrolu nad detektorem,
- USB 2.0 – zajišťuje propojení s PC,
- DAC – digitálně analogový převodník,
- ADC – analogově digitální převodník,
- obvod vytvářející napětí pro senzor.



Obrázek 4.4: Rozhraní FITPix [27].

## 4.3 Pixelman

Pixelman je softwarový balíček sloužící k ovládání pixelových detektorů z rodiny Medipix, vyvíjený na ÚTEF ČVUT. Součástí programu je několik nástrojů sloužících ke kalibraci detektoru, sběru dat a jejich analýze. Architektura programu umožňuje využití i vlastních naprogramovaných pluginů [28, 29].

---

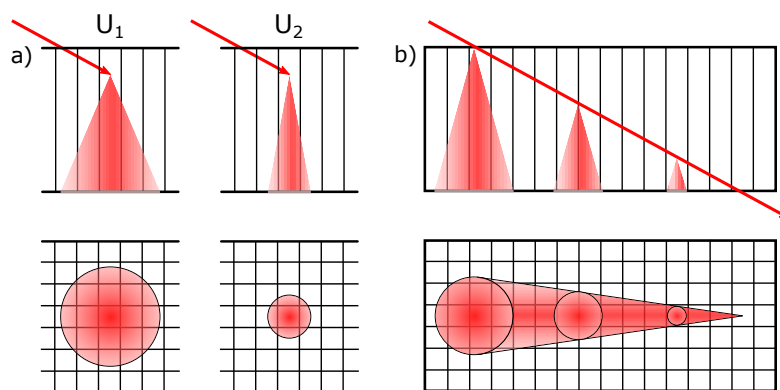
<sup>1</sup>*Fast Interface for Timepix Detectors*

<sup>2</sup>*Field Programmable Gate Array* – Programovatelné hradlové pole

## 4.4 Detekce a identifikace částic

Při interakci jediné částice se senzorem detektoru může být vytvořený náboj sebrán dvěma či více sousedícími pixely. Tento jev nastává z několika důvodů [21, 23]:

- Nelokálnost interakce – Částice ionizuje látku senzoru podél celé své dráhy, která může překrývat vícero pixelů. Částice může také dopadnout na rozhraní dvou pixelů, čímž se vzniklý náboj rozdělí mezi tyto pixely.
- Difuze vlivem budícího napětí – Velikost budícího napětí ovlivňuje rychlost, s jakou je náboj sebrán z citlivého objemu detektoru. Při nižším napětí bude menší i rychlost sběru, a náboj se tak stihne rozšířit do většího počtu pixelů.
- Difuze vlivem hloubky vzniku náboje – Jestliže částice interaguje s materiálem v horní části senzoru, náboj, který zde vytvoří, je sebrán více pixely (viz 4.5).









Obrázek 4.5: a) Stopy vzniklé difuzí náboje při různém napětí:  $U_1 < U_2$  (podle [21]),  
b) Stopa vzniklá v důsledku nelokálnosti interakce a difuze náboje vlivem hloubky [23].

Skupina takto zasažených sousedních pixelů se nazývá *cluster*. Jeho tvar závisí na druhu detekovaného záření, což souvisí s tím, jak daný druh záření interaguje s prostředím. Clustery lze charakterizovat podle mnoha parametrů, mezi základní patří [30]:

- **Velikost** (*size*) – počet pixelů, které cluster tvoří.
- **Objem** (*volume*) – součet hodnot ve všech pixelech tvořících cluster.
- **Výška** (*height*) – nejvyšší hodnota v pixelu, který se nachází v clusteru.
- **Délka** (*length*) / **Šířka** (*width*) – maximální vzdálenost dvou pixelů v clusteru v rámci příslušného směru.
- **Kulatost** (*roundness*) – udává podobnost tvaru clusteru s kruhem. Hodnota se nachází v rozmezí od 0 (nekruhový tvar) po 1 (kruhový tvar), optimální hodnota pro rozpoznávání kulatých stop je 0,9 (minimální kulatost).
- **Linearita** (*linearity*) – udává podobnost tvaru clusteru s přímkou. Hodnota se nachází v rozmezí od 0 (nelineární tvar) po 1 (lineární tvar), optimální hodnota pro rozpoznávání lineárních stop je 0,7 (minimální linearita).

Tabulka 4.1: Kategorizace clusterů podle tvaru [31].

Tvar	Název	Druh částic
	Dot	fotony a elektrony ( $\sim 10$ keV)
	Small blob	fotony a elektrony ( $\sim 100$ keV)
	Curly track	elektrony ( $\sim \text{MeV}$ )
	Heavy blob	alfa
	Heavy track	protony a jádra těžších prvků
	Straight track	MIP (miony, rychlé elektrony, aj.)

Na základě výše popsaných parametrů lze clustery rozlišit podle jejich tvaru a zařadit je do jedné z šesti kategorií, uvedených v tab. 4.1.

Fotony o energii řádově jednotek až desítek keV, spadající do oblasti rentgenového záření či záření gama, tvoří clustery ve tvaru *dot* („tečky“). V senzoru fotony interagují s elektrony v atomech materiálu a vyraží je z atomového obalu. Tyto elektrony mají velmi malou energii, vytvořený náboj je malý a zobrazí se proto pouze v jednom či dvou pixelech. Se zvyšující se energií fotonů (řádově stovky keV) roste počet zasažených pixelů, jež tvoří cluster o tvaru pojmenovaném jako *small blob*.

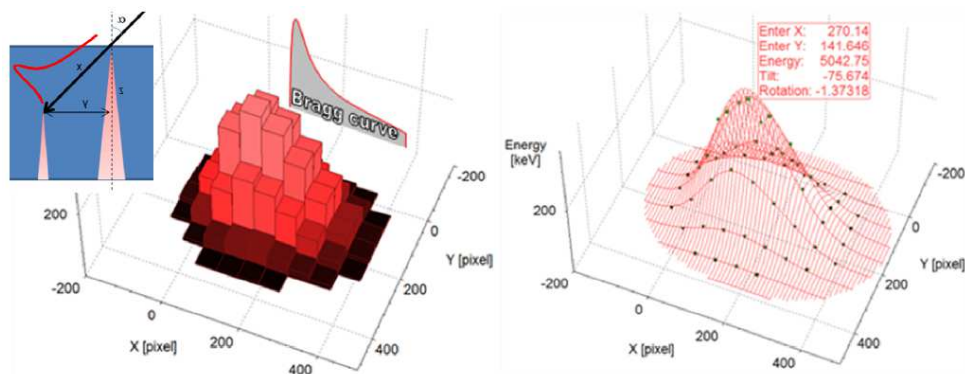
Elektrony s nízkými energiemi do stovek keV, pocházející např. z rozpadu beta, zanechávají z principu stejné clustery jako fotony. V tomto případě nelze od sebe elektrony a fotony nijak rozlišit. Elektrony s energiemi v řádu MeV jsou již rozlišitelné lépe. Při průchodu materiálem senzoru se sráží s elektronovými obaly atomů a odchylojí se od původního směru. Vlivem mnoha srážek vzniká dlouhá zakroucená stopa – *curly track*. Čím větší mají elektrony energii, tím větší a delší je zanechaná stopa [21].

Těžké nabitě částice s krátkým doletem, jako jsou částice alfa, zanechávají stopy nazývané *heavy blobs*. Tyto částice silně ionizují, přičemž rychle ztrácí energii. V případě křemíkového senzoru, jehož tloušťka bývá obvykle  $300 \mu\text{m}$ , je dosah alfa částic  $28 \mu\text{m}$ , k interakci s materiálem senzoru tedy dochází prakticky ihned po příletu částice do detektoru. Vzhledem k rozměrům jednoho pixelu ( $55 \times 55 \mu\text{m}$ ), by částice neopustila oblast spadající pod jeden pixel, jelikož však náboj vzniká v horních vrstvách senzoru, projevuje se zde výše popsaná difuze a náboj pronikne i do sousedních pixelů, čímž vytvoří velkou kruhovou stopu [21, 23]

Těžké nabitě částice s delším doletem, jako např. protony nebo jádra těžších iontů, zanechávají stopy podobné stopám z alfa částic. Protóny a jádra iontů však narozdíl od nich mají dolet delší, než jsou rozměry jednoho pixelu, a na tvaru clusteru se proto podepisuje tvar Braggovy křivky, jako na obr. 4.6. V případě vstupu částice do detektoru pod úhlem tak zanechávají stopy nazývané *heavy track* [23].

Minimálně ionizující částice (MIP) letící v rovině senzoru, nebo pod malým úhlem s touto rovinou, zanechávají dlouhé lineární stopy pojmenované jako *straight tracks*. Prolétávají-li tyto částice kolmo na senzor, zanechávají stopy typu *dot*, energie zanechaná v pixelu je však v tomto případě podstatně vyšší [21, 31].





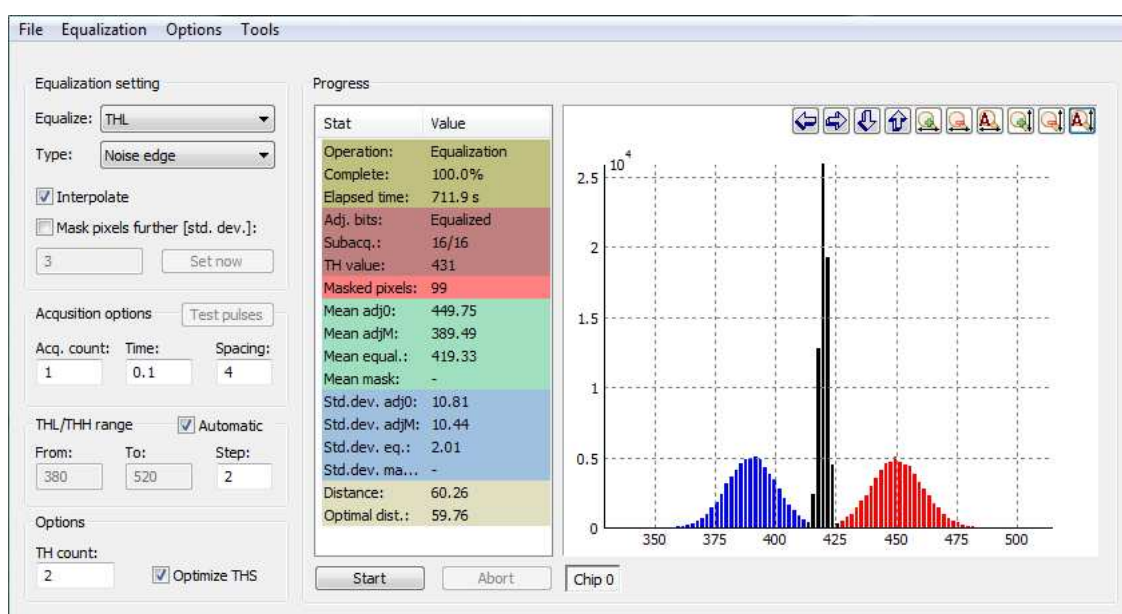
Obrázek 4.6: Cluster protonu o energii 5 MeV vstupující do detektoru pod úhlem  $76^\circ$  [32].

## 4.5 Kalibrace pixelových detektorů

Správné seřízení detektoru je důležité pro získání správných výsledků z provedeného měření. Jak již bylo zmíněno v kapitole 4.1, senzor detektoru Timepix se skládá z 65 536 samostatných pixelů (matice  $256 \times 256$  px), přičemž každý pixel je vybaven svou vlastní elektronikou. Z tohoto důvodu může být míra šumu, a tedy i výše prahu detekce (threshold neboli THL), u každého pixelu jiná.

Program Pixelman umožňuje pomocí nástroje *THL Equalization* vyrovnaní odchylek thresholdu v pixelech tak, aby jeho rozložení v celém senzoru bylo co nejvíce rovnoměrné. Tento nástroj provede několik měření při různých hodnotách THL a najde jeho optimální hodnotu. U jednotlivých pixelů následně přizpůsobí přiložené napětí na DAC, aby práh daného pixelu odpovídal stanovené optimální hodnotě THL.

Pixely, které vykazují příliš velké množství šumu než pixely ostatní, by měly být trvale zamaskovány. Signál přicházející ze zamaskovaných pixelů pak nebude vůbec zpracováván. To umožňuje nastavení nižšího prahu u ostatních pixelů, a zlepšení celkových možností detekce, zároveň se však snižuje aktivní detekční plocha. Množství zamaskovaných pixelů by proto nemělo být velké [28, 33, 34].



Obrázek 4.7: Nástroj *THL Equalization* v programu Pixelman.

V režimu *Time over Threshold* (ToT) je detektor Timepix schopen měření energií částic dopadajících do detektoru, k tomu je však zapotřebí provést ještě energetickou kalibraci. Závislost mezi počtem pulzů naměřených v režimu ToT a energií částice, lze vyjádřit vztahem:

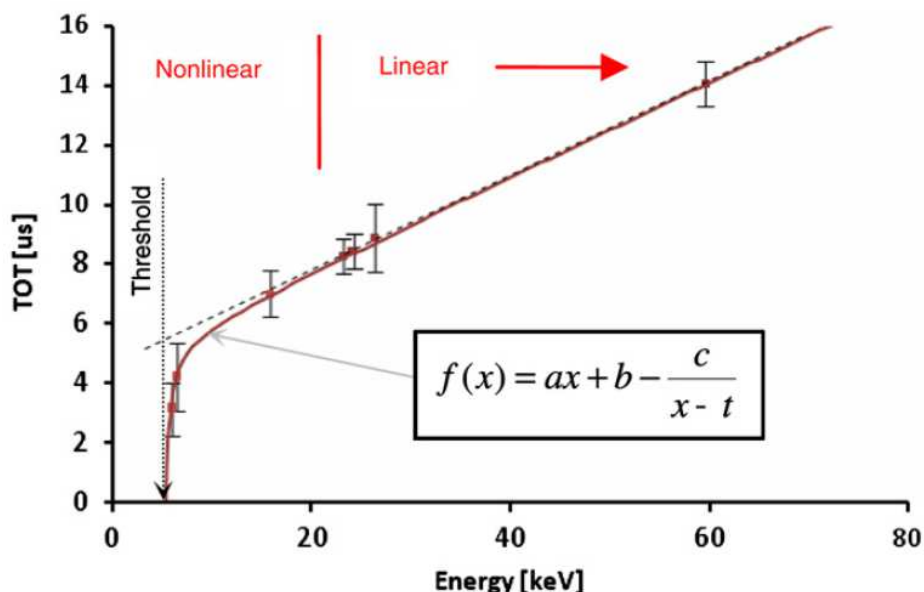
$$ToT(E) = a \cdot E + b - \frac{c}{E - t} \quad (4.1)$$

Tato závislost je zobrazena na obr. 4.8. Pravá část křivky, odpovídající vyšším energiím, má lineární průběh a je charakterizována parametry  $a$  a  $b$ . Levá část křivky, charakterizující oblast nízkých energií, je ovlivněna utnutím lineární křivky nastavenou hladinou thresholdu. Tato část je charakterizována parametry  $c$ , jež ovlivňuje zakřivení křivky, a  $t$ , souvisejícím s hodnotou prahu [23].

Z technických důvodů není možné, aby všechny pixely byly vyrobeny stejně a měly stejnou odezvu. I v tomto případě se energetická kalibrace musí provádět pro každý pixel zvlášť. Aby bylo možné analyzovat daný pixel nezávisle na ostatních, je nutno použít zdroj záření, který zanechává stopy pouze v jednom pixelu. Toto splňují pouze clustery typu *dot* pocházející z nízkoenergetických fotonů a elektronů, pro energetickou kalibraci lze proto využít např. rentgenového či gama záření.

Při kalibraci je detektor ozářen monoenergetickým zářením a zaznamenává se spektrum v každém pixelu, přičemž zpracovány jsou pouze clustery s jednotkovou velikostí. Ze statistického hlediska je potřeba, aby byl každý pixel ozářen několikrát. Píky ve spektru jsou následně proloženy Gaussovou křivkou a vyneseny do kalibrační křivky z obr. 4.8, která je nafitována pro každý pixel. K sestavení takové křivky je zapotřebí minimálně čtyř spektrálních linií, tedy různých zdrojů záření. U každé křivky se pak určí její parametry  $a$ ,  $b$ ,  $c$  a  $t$  pro každý pixel [35, 36].

V nelineární části křivky ovlivněné thresholdem nemají spektra přesný tvar Gaussovy křivky a jejich fit je v této oblasti zatížen systematickou chybou [36]. Pro lepší nafitování píků lze proto použít náhradní funkci, která kombinuje Gaussovu funkci (4.2) a chybovou neboli error funkci (4.3) [33]:



Obrázek 4.8: Kalibrační křivka jednoho pixelu – závislost ToT na energii záření [36].



$$g(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.2)$$

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (4.3)$$

Výše popsaný způsob kalibrace s sebou nese řadu nevýhod. Proces samotný je náročný z hlediska množství dat i času potřebného k jejich zpracování – měření a zpracování spekter trvá mnoho hodin, je třeba analyzovat minimálně 250 000 spekter a provést 330 000 fitů. Zároveň je nutné, vzhledem k práci se zdroji ionizujícího záření, celou kalibrační sestavu odstínit [22, 36].

V nedávné době bylo vyvinuto alternativní řešení, kdy jsou jednotlivé pixely ozařovány rychlými krátkými záblesky viditelného světla z LED diody. Silná ionizace způsobená jedním kvantem rentgenového záření je v tomto případě napodobena mnoha malými ionizacemi z fotonů LED. Výhodou této metody je možnost provedení kalibrace i pro vyšší energie, kterou kvůli difuzi náboje nelze provést s jinými zdroji záření. Proces zároveň trvá řádově několik minut, čímž se doba potřebná ke kalibraci podstatně snižuje. Metodu však není možné použít pro detektory pokryté hliníkovým kontaktem, která světlo z LED diod odráží [22].

## 5 Detektor Timepix J09-W0297

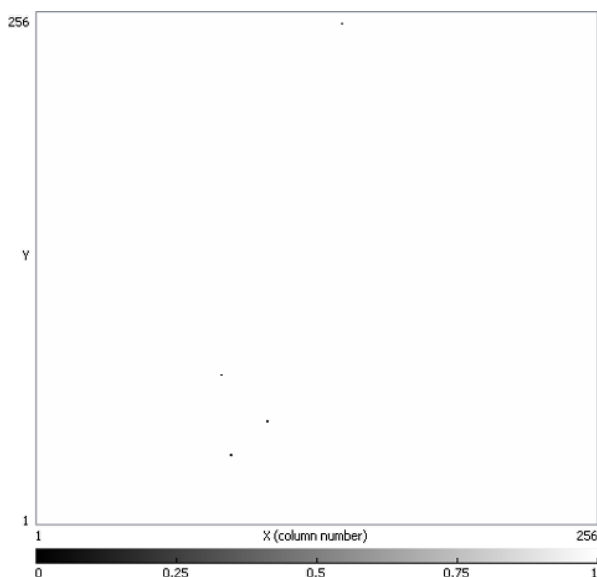
V rámci vzájemné spolupráce s ÚTEF ČVUT byl Katedře fyziky VŠB-TUO zapůjčen detektor Timepix (J09-W0297) s křemíkovým senzorem o tloušťce  $300\text{ }\mu\text{m}$ , aktivní detekční plochou  $1,4\times 1,4\text{ cm}$  ( $1,96\text{ cm}^2$ ) a vyčítacím rozhraním FITPix. K ovládání detektoru a analýze dat byl použit program Pixelman (verze 2.2.5).

### 5.1 Kalibrace detektoru

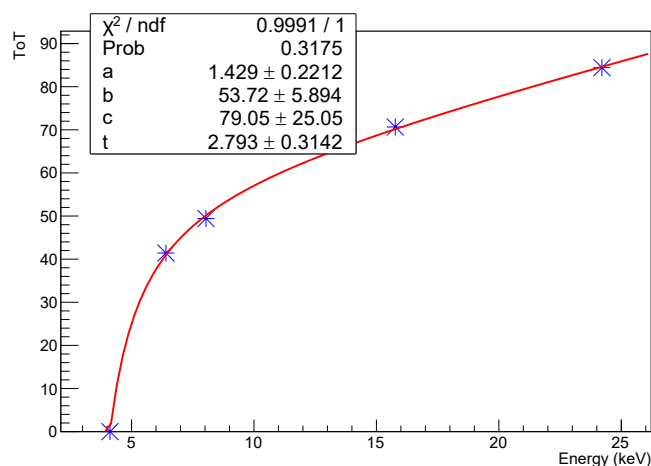
Kalibrace detektoru proběhla 28.–31. srpna 2017 na ÚTEF ČVUT pod dohledem Benedikta Bergmanna, MSc. a dalších pracovníků ÚTEF. Jako první byla provedena THL ekvalizace, na jejíž základě byla nastavena hodnota THL na 730 při napětí 20 V (*bias*) a frekvenci 9,6 MHz (*clock*). Tyto parametry zůstaly stejné pro všechna další měření v této diplomové práci. Zamaskovány byly pouze čtyři pixely (viz obr. 5.1). Následně byla provedena energetická kalibrace detektoru v režimu ToT.

Detektor byl spolu s rentgenkou a kovovou fólií uzavřen do odstíněné kalibrační sestavy. Při ozařování fólie rentgenovými paprsky z rentgenky dochází k emisi fluorescenčního rentgenového záření z materiálu, jehož spektrum je pak zaznamenáváno detektorem v režimu ToT. Na základě detekovaných  $K_\alpha$  čar je pak možné provést energetickou kalibraci. Tento postup byl proveden se čtyřmi druhy fólií: železnou (6,4 keV), měděnou (8,0 keV), zirkonovou (15,8 keV) a indiovou (24,2 keV). Měření probíhalo do doby, dokud každý pixel nebyl zasažen alespoň  $150\times$ .

Protože se naměřila spektra čtyř  $K_\alpha$  linií v každém z 65 536 pixelů, bylo potřeba dohromady zpracovat 262 144 spekter. Tato data byla nahrána do programu ABCDview, kde je možné příslušné  $K_\alpha$  píky nafitovat funkcí „GERF“ (Gaussova a error funkce). Parametry těchto funkcí jsou pak uloženy do samostatných souborů ve formě matice  $256\times 256$ , jejíž prvky obsahují konkrétní parametr funkce v daném pixelu.



Obrázek 5.1: Pixely zamaskované po kalibraci  $[X,Y]$ :  $[85,75]$ ,  $[89,35]$ ,  $[106,52]$  a  $[140,251]$ .



Obrázek 5.2: Jedna z mnoha vykreslených kalibračních křivek.

V dalším kroku byly vyneseny střední hodnoty nafitovaných funkcí do grafů závislosti ToT na energii pro každý pixel. Body je pak proložena kalibrační křivka (viz obr. 5.2). Výsledkem jsou čtyři soubory –  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $t$  – každý obsahující matici  $256 \times 256$  s daným parametrem kalibrační křivky v konkrétním pixelu.

## 5.2 Modifikace detektoru

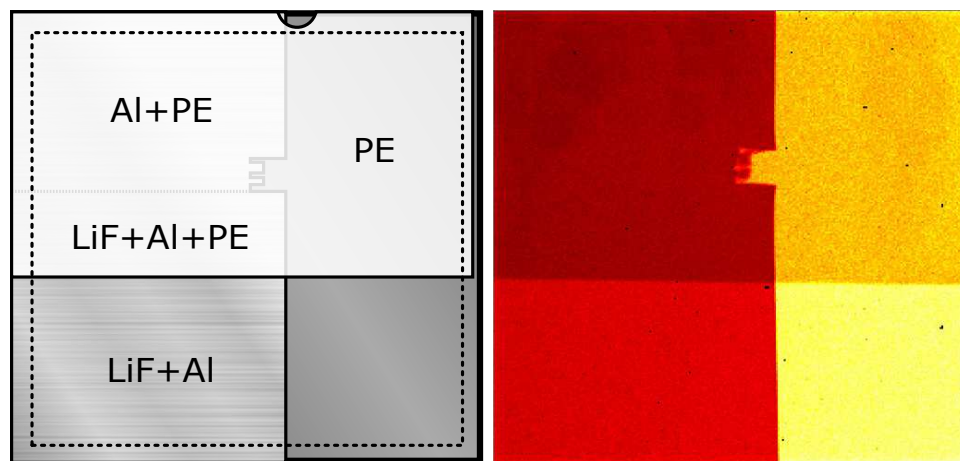
Po seřízení detektoru a provedení kalibrace bylo potřeba detektor Timepix přizpůsobit k jeho hlavnímu účelu – detekci neutronů. Neutrony, jakožto částice bez elektrického náboje, nejsou schopny přímé ionizace a detekují se obtížněji než ostatní druhy ionizujícího záření. Využívají se proto metody založené na interakci neutronů s prostředím, při nichž vznikají sekundární detekovatelné částice.

V případě křemíku dochází k průchodu neutronů skrz materiál téměř bez jakékoliv interakce. Např. pro termální neutrony v přírodním křemíku je totální účinný průřez zhruba 2,24 b, což při přepočtu na střední volnou dráhu znamená, že by neutron musel uletět v průměru přibližně 8,6 cm, než by vůbec došlo k jeho rozptylu či absorpci<sup>1</sup>. Křemíkový senzor samotný proto není schopen neutrony spolehlivě detekovat [32, 37]. Tento problém lze vyřešit umístěním vhodného konverzního materiálu k senzoru detektoru, jež při pohlcení neutronu vytváří sekundární detekovatelné záření.



Obrázek 5.3: Detektor Timepix J09-W0297 s konverzním materiálem.

<sup>1</sup>Pro rychlé neutrony (1 MeV) je totální účinný průřez 4,43 b a střední volná dráha 4,35 cm [38].



Obrázek 5.4: Schéma konverzních vrstev (vlevo) a snímek po ozáření rentgenem (vpravo).

Pro konverzi pomalých neutronů se využívají prvky, které mají vysoký účinný průřez pro nízké energie, např.  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$  nebo izotopy gadolinia. Účinný průřez výše zmíněných izotopů však rychle klesá se zvyšující se energií neutronů, a nejsou proto použitelné např. k detekci rychlých neutronů. Pro tento účel se místo nich využívají různé druhy polymerů, které mají velký účinný průřez u vyšších energií.

Modifikace detektoru Timepix J09-W0297 k detekci neutronů spočívala v překrytí senzoru dvěma částmi. První částí je tenký hliníkový plíšek, který je zčásti pokrytý vrstvou fluoridu litného (LiF) s 89 %  ${}^6\text{Li}$  a  $(1,6 \pm 0,3) \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Tato vrstva umožňuje konverzi pomalých neutronů. Neutron je v tomto případě zachycen jádrem  ${}^6\text{Li}$ , které následně emituje triton s energií 2,7 MeV a alfa částici s energií 2 MeV. Účinný průřez této reakce pro neutrony s energiemi 0,025 eV je 940 b. Triton i alfa částice následně mohou ionizovat materiál senzoru, čímž lze neutrony nepřímo detekovat.



Druhou částí je polyethylen o tloušťce 1,2 mm, který umožňuje detekci rychlých neutronů. Polyethylen je materiál bohatý na vodík, využívá se zde tedy pružných srážek neutronů s lehkými jádry vodíku. Jádro vodíku (proton) je při srážce urychleno, při vletu do senzoru ionizuje okolní materiál a je tedy detekováno.



Obě části se vzájemně částečně překrývají tak, že nad detektorem vymezují pět oblastí: LiF+Al, LiF+Al+PE, Al+PE, PE a oblast bez konvertoru (viz obr. 5.4 – aktivní detekční plocha je vyznačena přerušovanou čarou). Poslední zmiňovaná oblast umožňuje detekci jiného druhu záření (např. alfa, beta, aj.), aniž by docházelo k jeho zeslabení v konvertoru či ke jeho zkeslení reakcemi z konvertoru pocházejících. K senzoru byly části přilepeny tenkou vrstvou lepidla. Po dokončení této modifikace byl senzor pro kontrolu uspořádání vrstev a rovnoměrného rozložení lepidla ozářen rentgenem.

## 5.3 Ověření kalibrace

Na VŠB-TUO bylo pro ověření správnosti kalibrace detektoru využito několik bodových etalonů, jež jsou k dispozici v Laboratoři gama spektrometrie a neutronové aktivační analýzy, spadající pod Katedru fyziky. Seznam etalonů a jejich parametrů, jež byly převzaty z dokumentace etalonů, je uveden v tabulce 5.1. Aktivita etalonu  $A_0$ , vztahující se k referenčnímu datu, byla přepočítána na aktivitu  $A$  k datu ověření kalibrace dle vztahu (1.5).

V následujících kapitolách jsou shrnuty výsledky jednotlivých měření. Ke zpracování dat byl použit plugin *Back side pulse* (*Track processing plugin*), jež je obsažen v programu Pixelman. Tento plugin umožňuje rozpoznávání stop, tvorbu spekter a výběr určitých clusterů na základě předem zadaných parametrů. Výsledný obraz v tomto pluginu je však svisle překlopen oproti reálnému uspořádání pixelů a obrazu, jež znázorňuje jednotlivé snímky při měření v okně *Preview window*. Pro lepší orientaci a možnost srovnání snímků mezi sebou jsou všechny snímky v této práci otočeny do stejné pozice tak, aby výsledný obraz odpovídal obrazu zobrazovaném při měření a schématu konverzních vrstev na obr. 5.4.

U každého měření je pro ukázkou zobrazen jeden snímek z měření, jehož délka odpovídá nastavené době expozice 0,3 s. Integrální snímky pak zobrazují součet všech pořízených snímků, jejich délka pak odpovídá celkové době detekce – *live time*  $t_L$  (viz tabulka 5.1).

Naměřená spektra byla porovnána s daty v databázích [10] a [11]. U spekter s velkými píky z rentgenového záření jsou grafy zobrazeny v logaritmickém měřítku, aby byly viditelné i píky s menším počtem pulzů. V pár případech byla nabrána nízká statistika, z důvodu nízké aktivity etalonů. Při delším měření v řádu několika hodin by získané výsledky byly přesnější, tento experiment má však pouze orientační charakter a jeho záměrem bylo pouze přibližně zjistit, jak se detektor chová při detekci různých druhů záření s různými energiemi.

Tabulka 5.1: Etalony použité na VŠB-TUO k ověření kalibrace a jejich parametry.

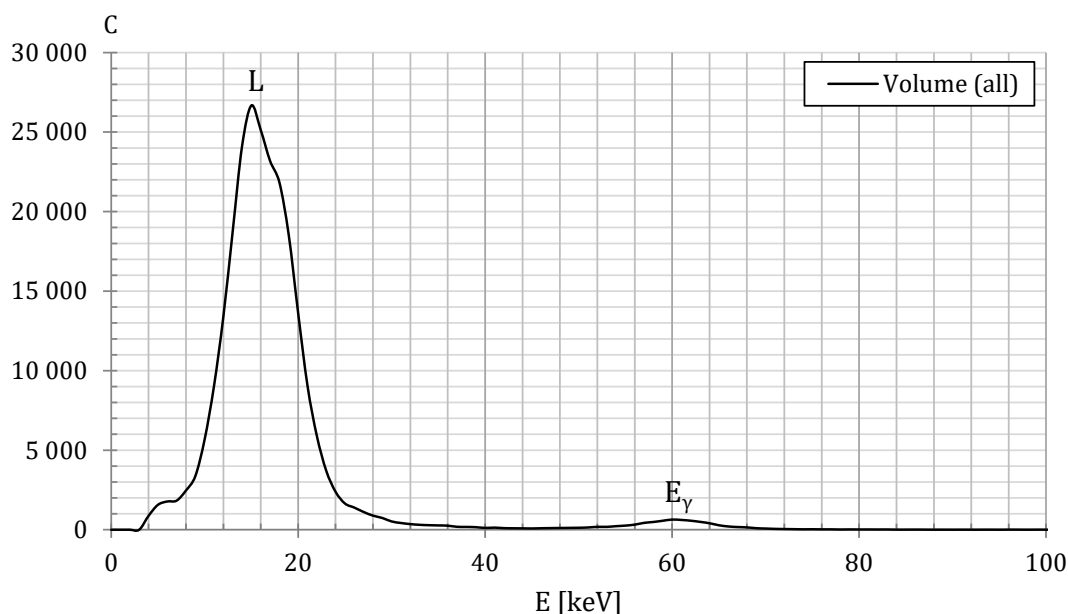
Etalon	$A_0$ [kBq]	Ref. datum	$T_{1/2}$ [d]	$A$ [kBq]	Datum měření	$t_L$ [s]
$^{241}\text{Am}$	16,79	25. 6. 2014	157 800	16,70	4. 12. 2017	433
$^{109}\text{Cd}$	130,60	25. 6. 2014	463	19,83	4. 12. 2017	830
$^{57}\text{Co}$	154,10	25. 6. 2014	271	6,19	4. 12. 2017	952
$^{137}\text{Cs}$	90,04	15. 9. 2014	11 019	83,62	4. 12. 2017	596
$^{54}\text{Mn}$	454,80	25. 6. 2014	312	27,43	11. 12. 2017	334
$^{65}\text{Zn}$	206,10	25. 6. 2014	244	5,64	11. 12. 2017	1402
$^{113}\text{Sn}$	321,50	25. 6. 2014	115	0,16	11. 12. 2017	398
$^{152}\text{Eu}$	31,76	23. 12. 2011	4 940	23,40	11. 12. 2017	271
$^{60}\text{Co}$	10,42	23. 12. 2011	1 924	4,75	11. 12. 2017	486

### 5.3.1 Am-241

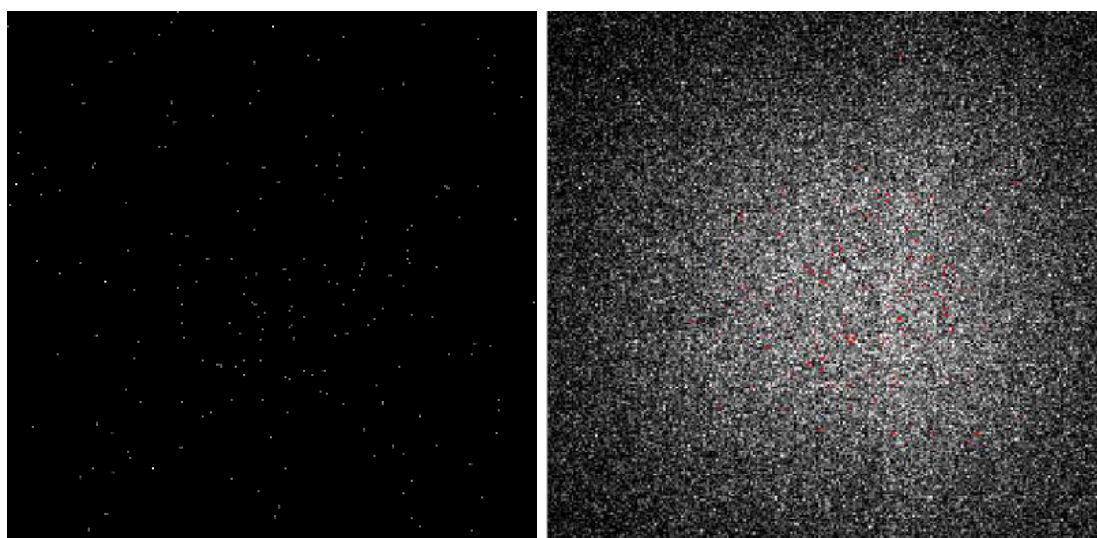
$^{241}\text{Am}$  se přeměňuje alfa rozpadem s poločasem 432 let na  $^{237}\text{Np}$ . V 85 % případů se tak děje přechodem na excitovanou hladinu a při deexcitaci jsou vyzařovány fotony gama záření o energii 59,5 keV ( $P_\gamma = 35,92\%$ ).

Na snímcích převažují clustery typu *dots*, v menší míře i *small blobs*, pocházející z fotonů záření X a gama. Záření alfa s clustery *heavy blobs* nebylo detekováno – americiu je v etalonu překryto fólií, která alfa záření pohlcuje. Tento etalon slouží totiž pro potřeby gama spektrometrie a pro využití v detekci alfa záření není konstruován.

V naměřeném spektru dominuje pík rentgenového záření s vrcholem v 15 keV, pocházející z L-čar neptunia (12–22 keV). Linie K má malou pravděpodobnost emise a není proto detekována. Dále zde lze identifikovat energii 60 keV z gama záření.



Obrázek 5.5: Energetické spektrum etalonu  $^{241}\text{Am}$ .

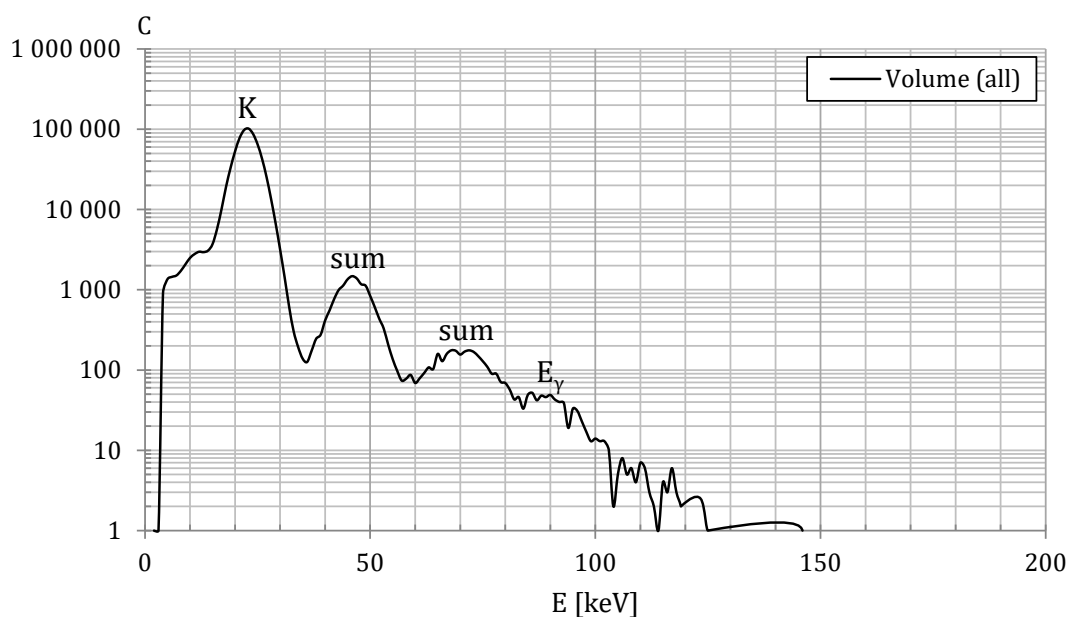


Obrázek 5.6: Etalon  $^{241}\text{Am}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).

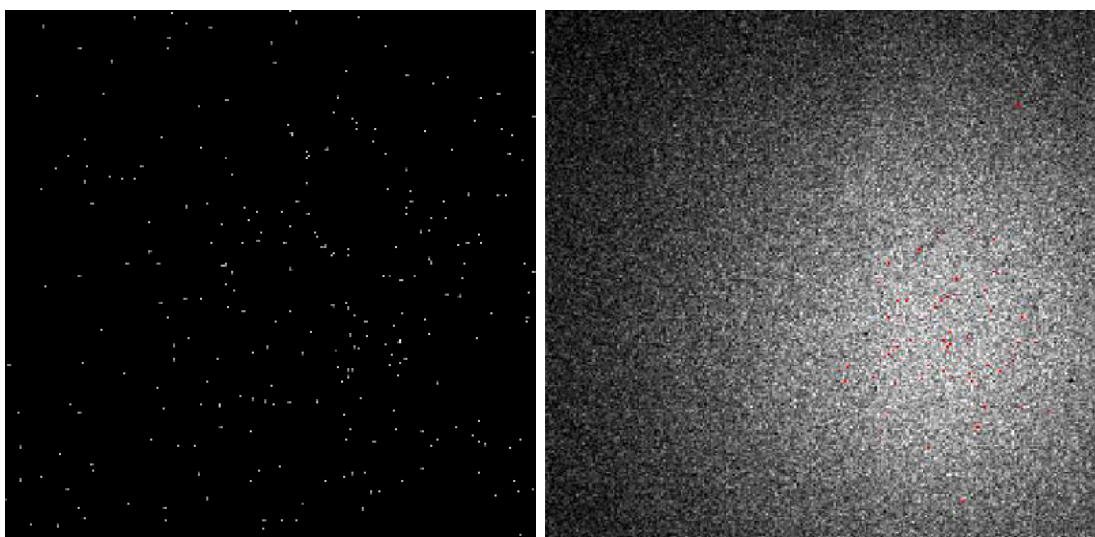
### 5.3.2 Cd-109

$^{109}\text{Cd}$  se přeměňuje elektronovým záchytem na izomerní stav  $^{109m}\text{Ag}$ , jehož excitovaná hladina se nachází na 88 keV. Přeměna je proto navíc doprovázena emisí gama záření o této energii s pravděpodobností 3,66 %.

V naměřeném spektru je pík s vrcholem ve 23 keV pocházející z K-čar rentgenového záření. Další píky, nacházející se v 46 a 70 keV, vznikly pravděpodobně jeho sumací, kdy do pixelu vletěly zároveň dva fotony. Tomu nasvědčuje jednak vysoká aktivita zdroje a počet naměřených pulzů, jednak i polohy píků, jelikož se jedná o násobky 23 keV. Gama záření s energií 88 keV je vzhledem k nízké pravděpodobnosti emise jen těžce rozpoznatelné.



Obrázek 5.7: Energetické spektrum etalonu  $^{109}\text{Cd}$ .



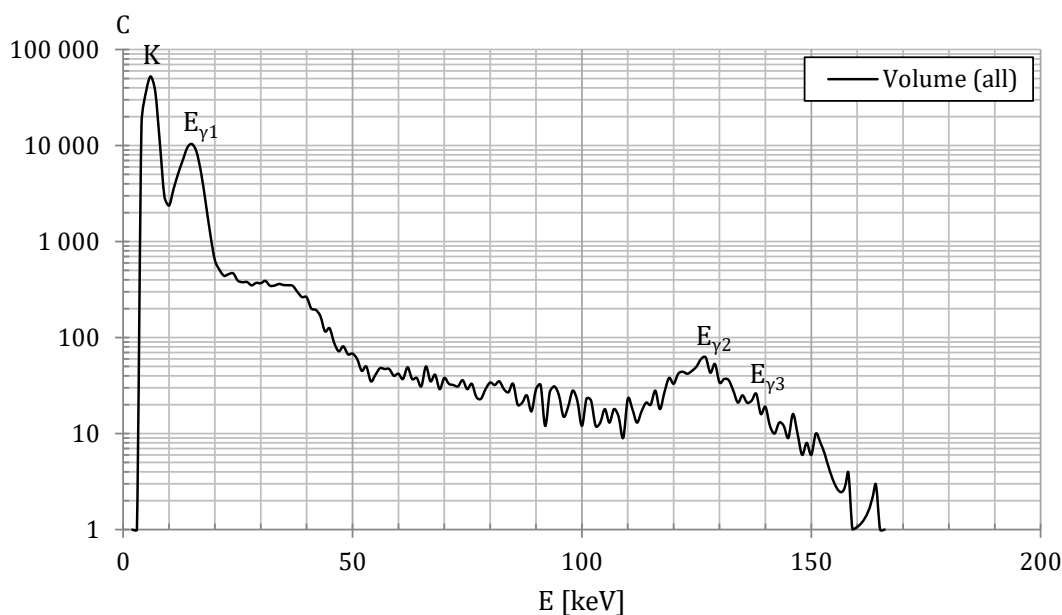
Obrázek 5.8: Etalon  $^{109}\text{Cd}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).



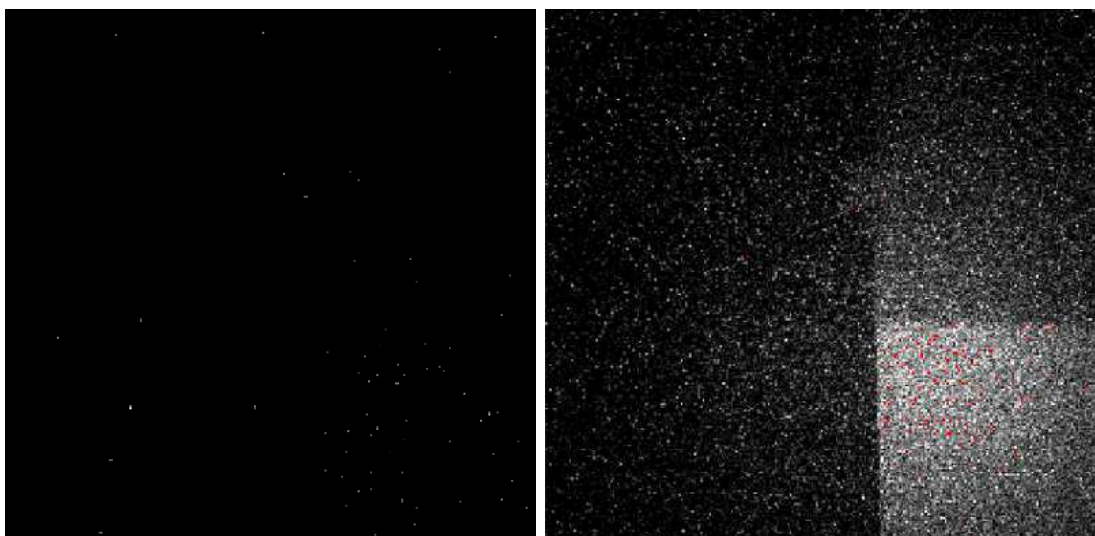
### 5.3.3 Co-57

$^{57}\text{Co}$  se přeměňuje elektronovým záchytem na  $^{57}\text{Fe}$ , v 99,8 % případů se tak děje přechodem na excitovanou hladinu 136 keV. Při přímém přechodu z této hladiny na základní stav je emitován foton o energii 136 keV ( $P_\gamma = 10,7\%$ ). Ve zbylých případech dochází k přechodu z hladiny 136 keV na 14 keV, a až poté na stav základní – emitovány jsou tedy fotony s energiemi 14 keV (9,2 %) a 122 keV (85,6 %).

Při měření byly detekovány clustery typu *dots* a *small blobs*. Ve spektru lze rozpoznat pík v 6 keV náležící K-čáře rentgenového záření. Další píky přísluší linkám záření gama, přičemž první se nachází na 15 keV. Zbylé dvě mají energie relativně blízko u sebe, navíc leží v oblasti energií, kde je už malá účinnost detekce, a nejsou z tohoto důvodu přesně lokalizovány.



Obrázek 5.9: Energetické spektrum etalonu  $^{57}\text{Co}$ .



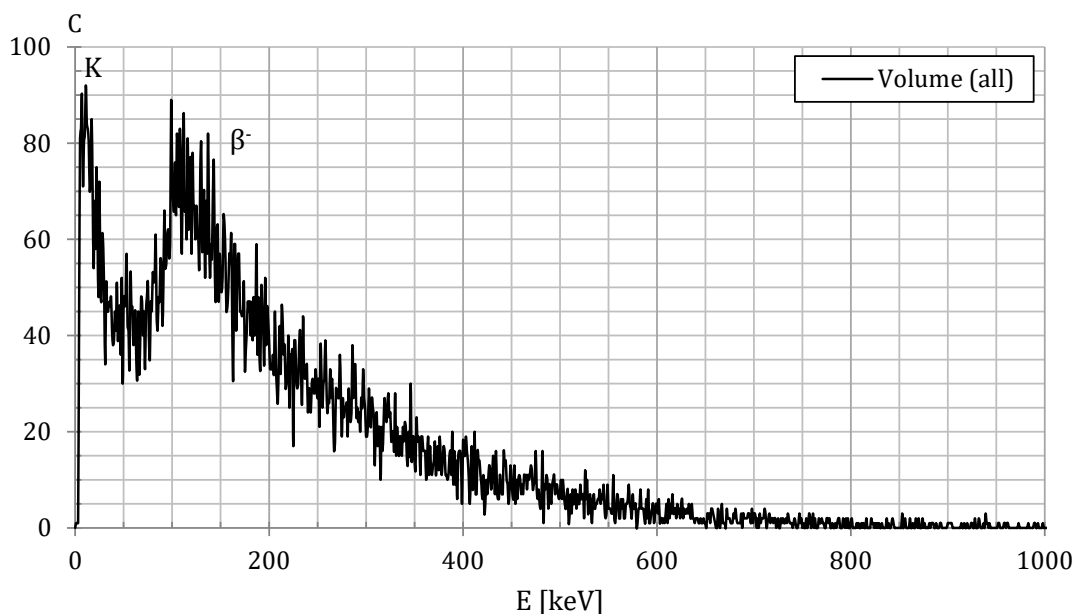
Obrázek 5.10: Etalon  $^{57}\text{Co}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).



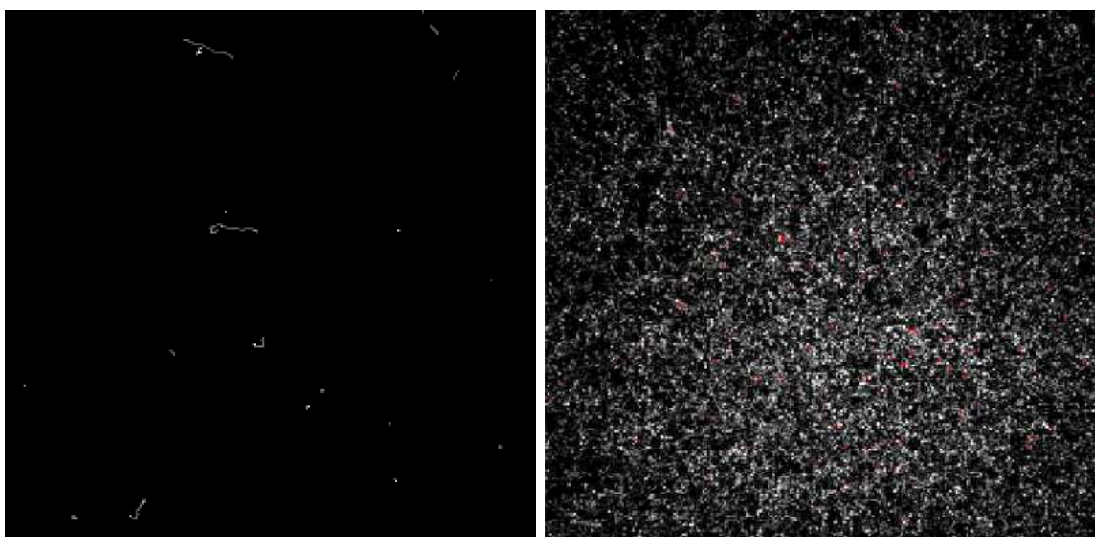
### 5.3.4 Co-60

$^{60}\text{Co}$  se přeměňuje  $\beta^-$  rozpadem na excitované hladiny  $^{60}\text{Ni}$ . Přeměna je tvořena třemi  $\beta^-$  přechody, přičemž významné jsou pouze dva. První s pravděpodobností 99,88 % má průměrnou energii 95,6 keV a maximální 317,3 keV. Druhé s pravděpodobností 0,12 % má průměrnou energii 625,6 keV a maximální 1490,6 keV.

V případě tohoto měření byla nabrána jen malá statistika. Kromě clusterů *dots* a *small blobs* zde byly detekovány i *curly tracks*, odpovídající elektronům z beta rozpadů. Ve spektru lze rozpoznat pík K rentgenového záření zhruba u 8 keV. Následuje spojitě spektrum beta záření, jež má vrchol okolo 100 keV a postupně klesá k nule, za hranicí 1000 keV mimo oblast grafu jsou výjimečně detekovány jen jednotkové pulzy.



Obrázek 5.11: Energetické spektrum etalonu  $^{60}\text{Co}$ .

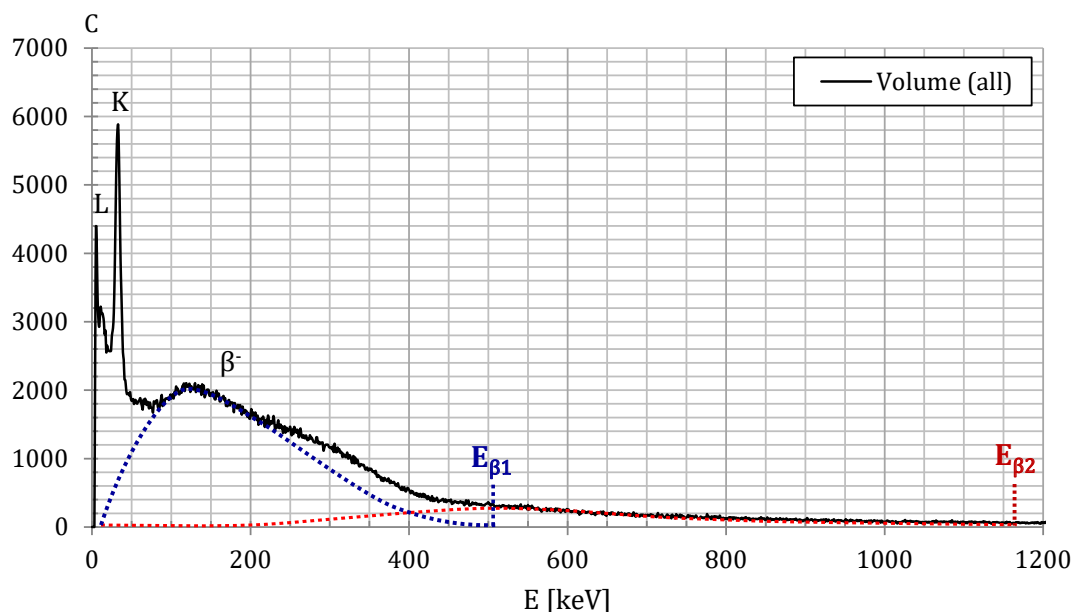


Obrázek 5.12: Etalon  $^{60}\text{Co}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).

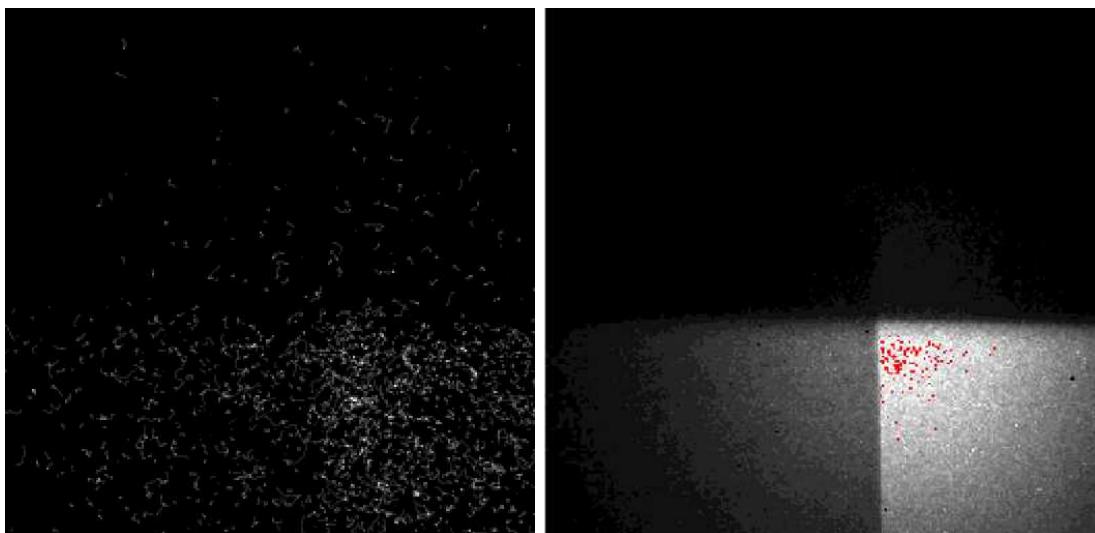
### 5.3.5 Cs-137

$^{137}\text{Cs}$  se přeměňuje  $\beta^-$  rozpadem z 5,6 % na základní stav  $^{137}\text{Ba}$  a z 94,6 % na metastabilní hladinu  $^{137\text{m}}\text{Ba}$  s energií 661,6 keV. Z  $\beta^-$  rozpadu jsou významné dva přechody, které se podílejí na výsledném spektru. První s pravděpodobností 94,4 % má průměrnou energii 174,3 keV a maximální 514 keV. Druhé s pravděpodobností 5,6 % má průměrnou energii 416,3 keV a maximální 1175,6 keV.

Obě beta spektra jsou rozpoznatelná v naměřeném grafu na obr. 5.13, jejich průběh je odhadnut a přibližně zakreslen tečkovanými čarami. Rovněž byly identifikovány píky rentgenového záření K, s vrcholem u 33 keV, a L, nacházející se u 5 keV.



Obrázek 5.13: Energetické spektrum etalonu  $^{137}\text{Cs}$ .

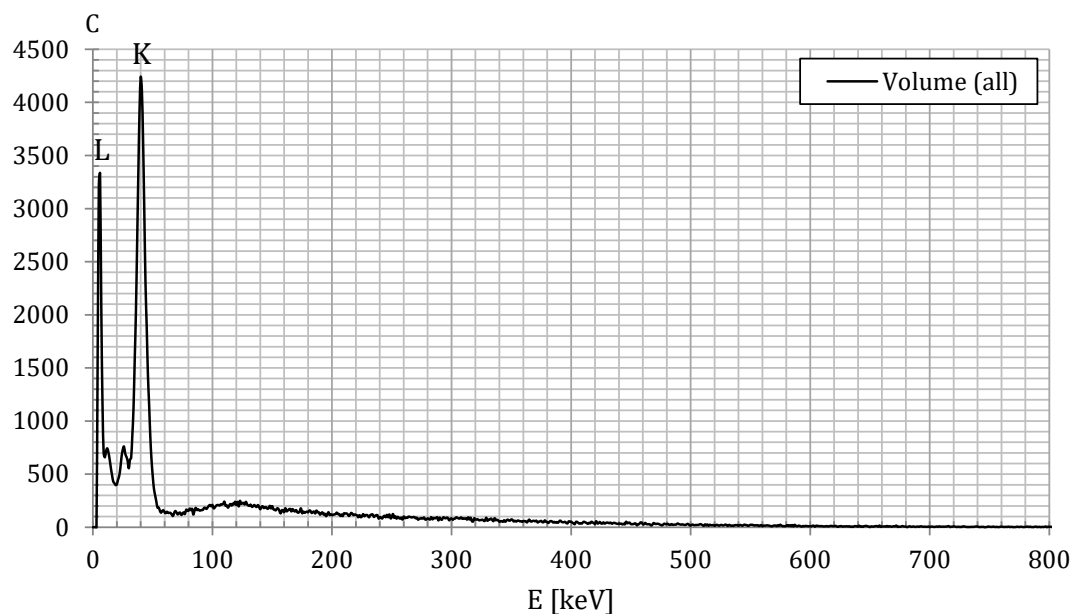


Obrázek 5.14: Etalon  $^{137}\text{Cs}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).

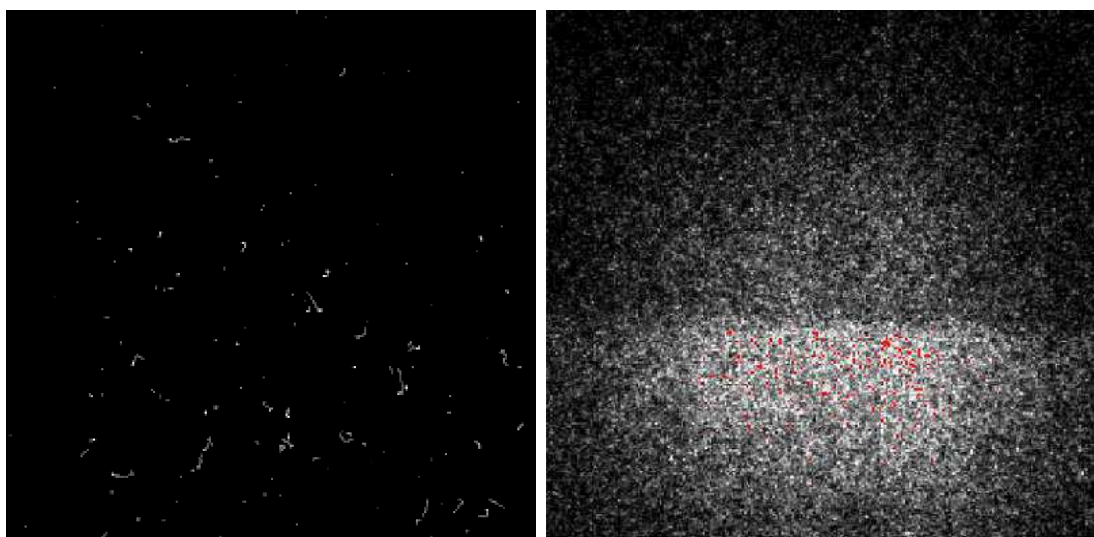
### 5.3.6 Eu-152

$^{152}\text{Eu}$  se v 72 % přeměňuje elektronovým záchytem na  $^{152}\text{Sm}$  a ve zbylých 28 %  $\beta^-$  rozpadem na  $^{152}\text{Gd}$ . Při přeměně jsou emitovány elektrony z beta rozpadu a fotony gama záření o větším množství různých energií. Díky tomu se  $^{152}\text{Eu}$  často využívá k energetickým kalibračním detektorů.

Na začátku spektra se nachází dva větší píky rentgenového záření: L od samaria a gadolinia (5–6 keV) a  $K_\alpha$  od samaria (40 keV). Zbytek tvoří spojité spektrum beta záření. Z hlediska gama záření nebyl pozorován ani náznak možných píků. Tyto píky nejsou detekovány zřejmě z důvodu malé detekční účinnosti pro vyšší energie, neboť energie fotonů emitovaných  $^{152}\text{Eu}$  se pohybují až od 122 keV.



Obrázek 5.15: Energetické spektrum etalonu  $^{152}\text{Eu}$ .

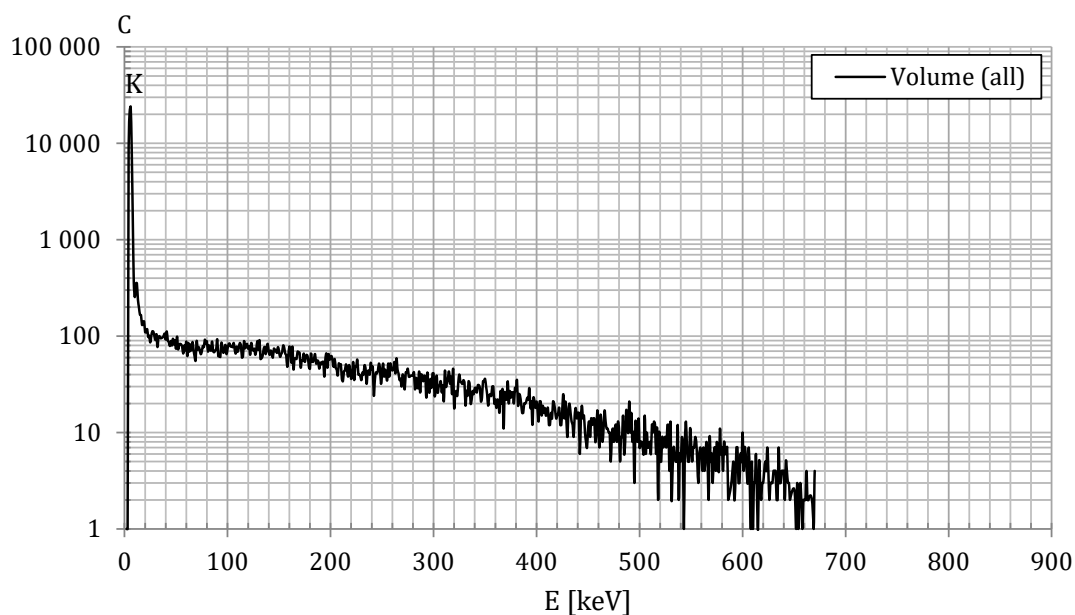


Obrázek 5.16: Etalon  $^{152}\text{Eu}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).

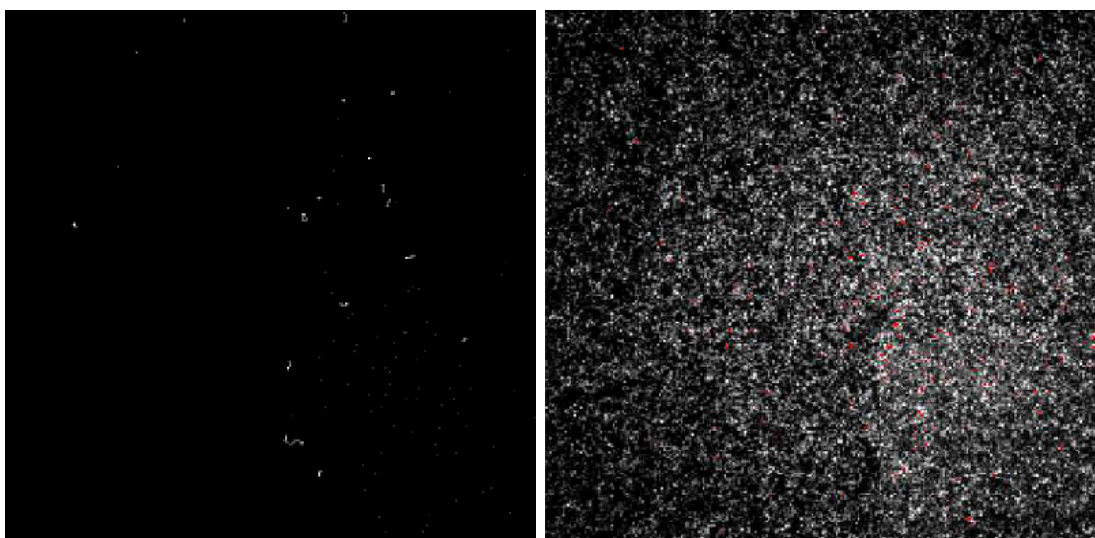
### 5.3.7 Mn-54

$^{54}\text{Mn}$  se přeměňuje elektronovým záchytem na excitovanou hladinu  $^{54}\text{Cr}$ , přechod do základního stavu je doprovázen emisí gama záření o energii 835 keV ( $P_\gamma = 99,98\%$ ).

V naměřeném spektru lze identifikovat pík rentgenového záření K mezi 5 a 6 keV. Následuje spojitě spektrum končící u 670 keV, které má zřejmě svůj původ v Comptonově rozptylu fotonu gama záření. Samotný pík gama záření nebyl detekován – okolo hodnoty 835 keV nebyly naměřeny žádné pulzy, pravděpodobně pro malou účinnost detekce v této oblasti energií.



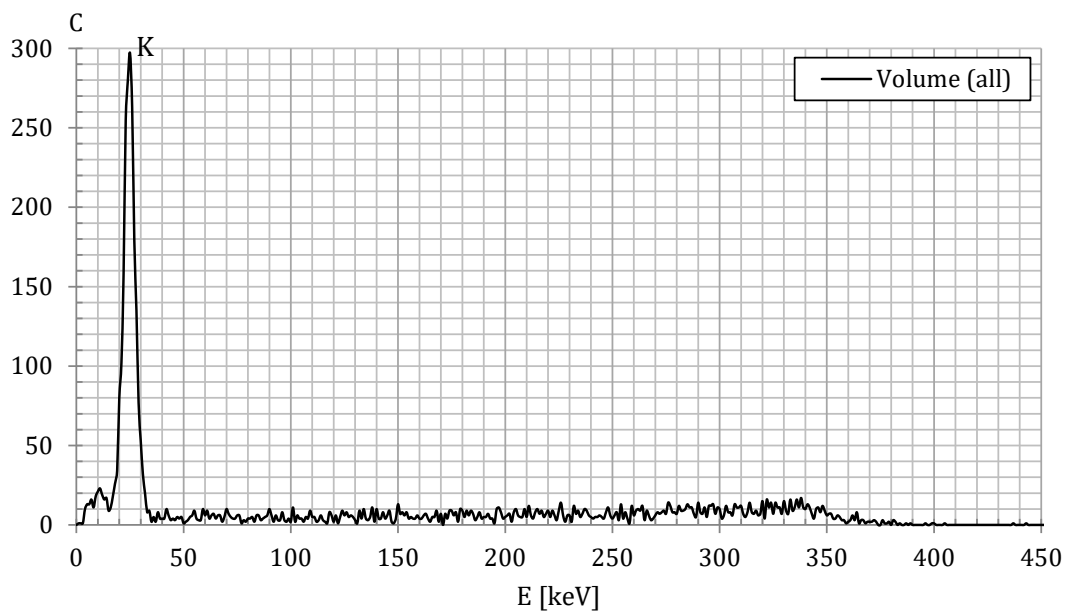
Obrázek 5.17: Energetické spektrum etalonu  $^{54}\text{Mn}$ .



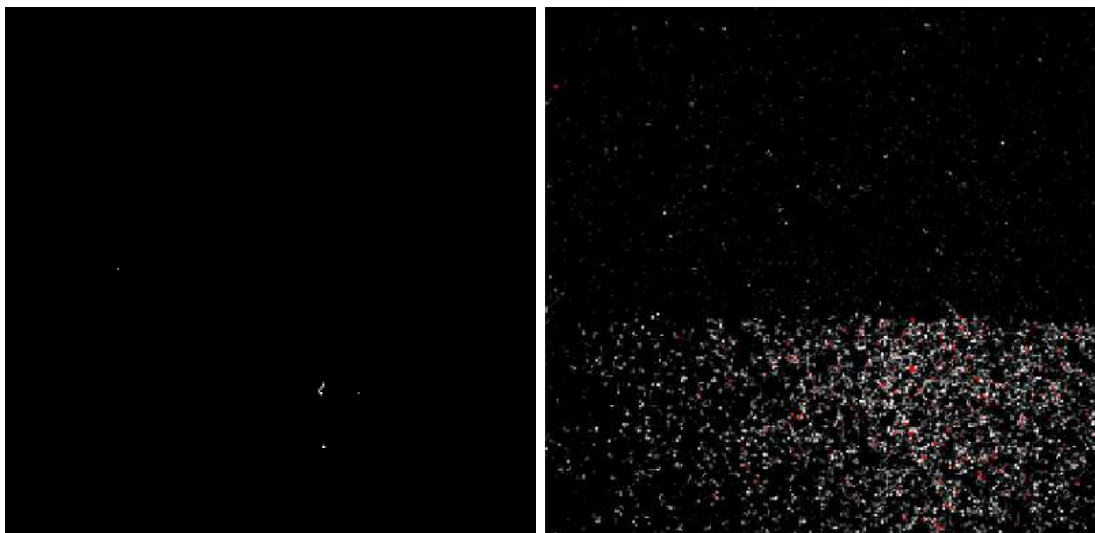
Obrázek 5.18: Etalon  $^{54}\text{Mn}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).

### 5.3.8 Sn-113

$^{113}\text{Sn}$  se přeměňuje elektronovým záchytem na izomer  $^{113\text{m}}\text{In}$ . Z důvodu velmi malé aktivity zdroje bylo měření s tímto etalonem zastaveno. Ze získané statistiky lze s jistotou identifikovat pouze pík rentgenového záření K s vrcholem v 25 keV.



Obrázek 5.19: Energetické spektrum etalonu  $^{113}\text{Sn}$ .



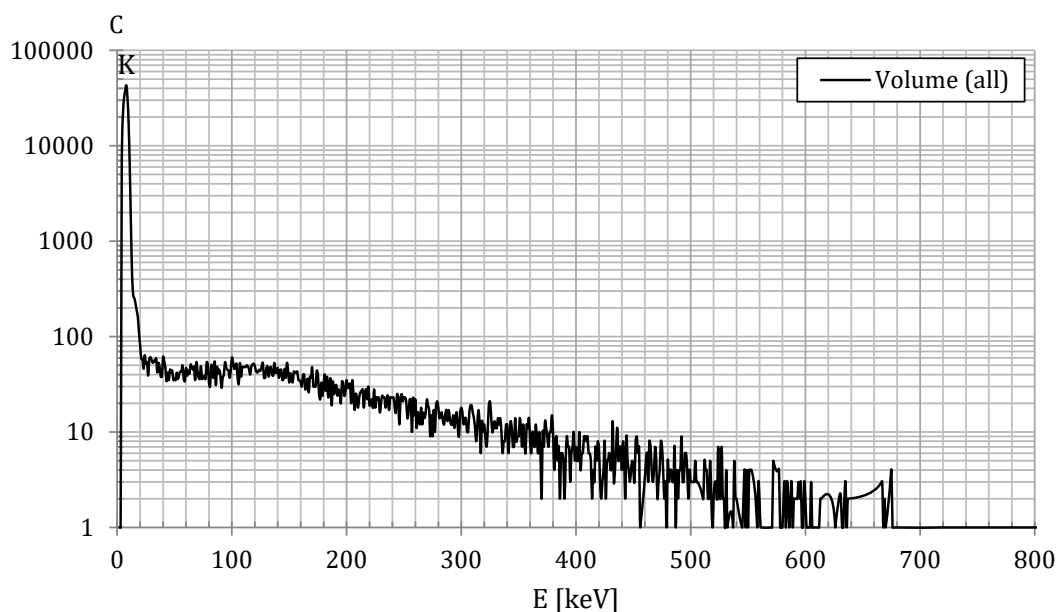
Obrázek 5.20: Etalon  $^{113}\text{Sn}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).



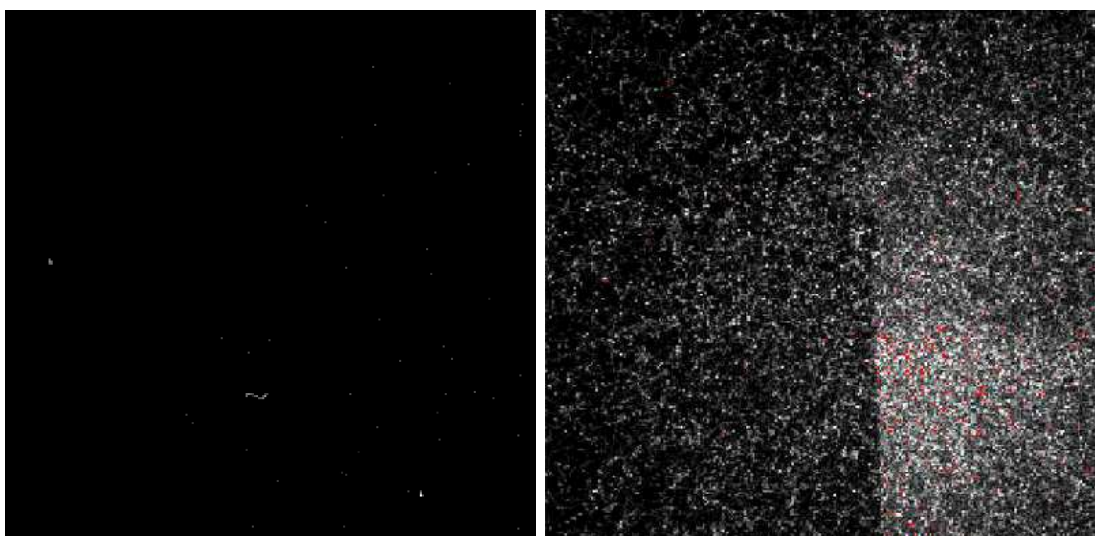
### 5.3.9 Zn-65

$^{65}\text{Zn}$  se z 98,6 % přeměňuje elektronovým záchytem na  $^{65}\text{Cu}$ , zhruba v polovině případů se tak děje přechodem přes excitovanou hladinu o energii 1115 keV. Ve zbylých 1,4 % se přeměna na  $^{65}\text{Cu}$  uskutečňuje  $\beta^+$  rozpadem.

V naměřeném spektru byla detekována linie rentgenového záření K u 8 keV, následované spojitým spektrem končící zhruba u 700 keV, pocházející z Comptonova rozptylu fotonu gama záření. Do oblasti zhruba 1000 keV se nachází už jen jednotkové pulzy, v okolí energie 1115 keV jsou jen nulové hodnoty. Pozorován nebyl ani možný pík anihilačního gama záření u 511 keV, vzhledem k nízkému podílu  $\beta^+$  přeměny a nízké detekční účinnosti.



Obrázek 5.21: Energetické spektrum etalonu  $^{65}\text{Zn}$ .



Obrázek 5.22: Etalon  $^{65}\text{Zn}$  – snímek o délce 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo).

# 6 Měření neutronových polí

## 6.1 Zdroje neutronů

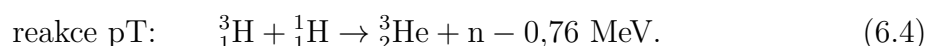
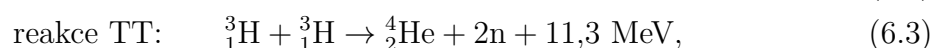
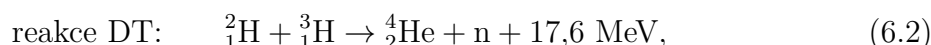
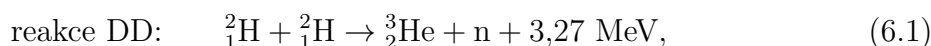
Volné neutrony se v přírodě díky své nestabilitě běžně nevyskytují. V látce se buď rychle rozpadnou, nebo se absorbují v jádrech atomů a stávají se jejich součástí. Neobvyklá je i produkce neutronů při vlastní radioaktivní přeměně nuklidů, hlavním zdrojem neutronů proto bývají jaderné reakce.

Jedním z mála případů, kdy jsou neutrony vyzařovány při radioaktivní přeměně, je spontánní štěpení jader. Při něm se radionuklid samovolně rozpadá na štěpné fragmenty, přičemž dochází k uvolnění neutronů. Většinou se jedná o uměle vyrobené velmi těžké izotopy. Nejrozšířenějším je v tomto případě  $^{252}\text{Cf}$ , jež se s poločasem 2,6 let přeměňuje v 97 % případů alfa rozpadem a ve zbylých 3 % se spontánně štěpí. Spektrum vyzařovaných neutronů je spojitě, se střední hodnotou okolo 2 MeV [39].

Zdroje neutronů využívající jaderné reakce lze rozdělit na jaderné reaktory, radionuklidové zdroje, urychlovače a neutronové generátory. V případě jaderného reaktoru se opět využívá štěpení, při němž jsou uvolňovány neutrony. Jako štěpný materiál se využívá např.  $^{235}\text{U}$  nebo  $^{239}\text{Pu}$ , spektrum vyzařovaných neutronů je podobné jako v případě  $^{252}\text{Cf}$ . Hlavní výhodou reaktorů jsou vysoké neutronové toky [12].

Radionuklidové zdroje se skládají z radionuklidu, přirozeně emitujícího záření  $\alpha$  či  $\gamma$ , a terčíkového materiálu, na kterém dochází k jaderné reakci, jejímž výsledkem je emise neutronu. Příkladem může být zdroj AmBe, kde radionuklidem je  $^{241}\text{Am}$  s rozpadem alfa a terčíkem je beryllium, dochází zde tedy k reakci  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ . V případě reakcí  $(\alpha, n)$  je energetické spektrum spojitě a má poměrně složitý průběh. U reakcí  $(\gamma, n)$  jsou produktem monoenergetické neutrony s diskrétním spektrem. Výhodou těchto zdrojů jsou malé rozměry, snadná manipulace a nízká cena, získané neutronové toky jsou však nižší než u reaktorů nebo urychlovačů [9, 39].

V případě urychlovačů částic lze využít i ostatních jaderných reakcí, při kterých jsou vyzařovány neutrony. Částice, která do jaderné reakce bude vstupovat, je nejprve urychlena na požadovanou energii a následně je vyvedena na terčík z lehkého materiálu, kde proběhne samotná jaderná reakce. Změnou energie a úhlu ostřelujících částic se pak dá měnit i energie vyzařovaných neutronů. Jaderné reakce využívané na urychlovačích jsou např. [9]:



Energie uvolněné ve výše zmíněných reakcích jsou rozděleny mezi vzniklé jádro helia a neutron. V případě reakce DD jsou emitovány neutrony s energií 2,5 MeV, u reakce DT to jsou neutrony s 14 MeV. Reakce DD je méně výhodná, neboť má nižší účinný průřez a výslednou emisní četnost [1].

Speciálním zařízením, které slouží ke generaci neutronů, jsou neutronové generátory, pracující na principu lineárních urychlovačů. Skládají se ze tří hlavních částí: iontového zdroje, fokusačního a urychlovacího zařízení a terčíku. Do iontového zdroje je z plynového zásobníku přiváděno deuterium, jež je prostřednictvím elektronů pohybujících se mezi katodou a anodou ionizováno. Ionty jsou pak výstupní katodou vyvedeny z iontového zdroje a následně jsou urychleny a fokusovány na konec urychlovací trubice ve formě svazku. Zde se nachází terčík z hydridu kovu, na kterém je absorbované tritium, a proběhne zde DT reakce produkující neutrony. Mezi terčíkem a výstupní katodou je přiloženo urychlovací napětí [1, 9].

## 6.2 Laboratoř gama spektrometrie a NAA

Laboratoř gama spektrometrie a neutronové aktivační analýzy se nachází v areálu Planetária Ostrava, jež je součástí VŠB-TUO. Je umístěna v podzemí v hloubce zhruba čtyř metrů pod povrchem, což přispívá ke snížení pozadí pocházejícího z kosmického záření. Laboratoř je rozdělena na dvě hlavní místnosti.

První místnost je vybavena studnovým HPGe a scintilačním NaI(Tl) detektorem a je využívána pro potřeby gama spektrometrie. Zároveň slouží jako operační místnost ke druhé, ozařovací místnosti, v níž se nachází neutronový generátor. Ta je v místech, které sousedí s vedlejšími prostory, tvořena stěnami z železobetonu o tloušťce 1 m, jež zajišťují stínící a ochrannou funkci. Průchod mezi dveřmi a neutronovým generátorem je pro ještě lepší odstínění zakřiven a zúžen pomocí ytongových tvárnic.

Kompaktní neutronový generátor MP320 firmy Thermo Fischer Scientific, jenž je součástí vybavení laboratoře, pracuje na principu DT reakce popsané v kapitole 6.1. Terčík je vyroben ze zirkonu, na němž je adsorbováno tritium. Podle informací od výrobce se však v terčíku může zachycovat i deuterium z ostřelujícího iontového svazku a zhruba po 50 hodinách provozu by v terčíku mělo dojít k vyrovnání poměru tritia a deuteria (k 9. 4. 2018 byl NG MP320 v provozu 54 hodin). Při ostřelování se zároveň malá část tritia může dostat z terčíku i do trubice, a je pak rovněž urychlováno.



Obrázek 6.1: Neutronový generátor MP320 Thermo Fischer Scientific.



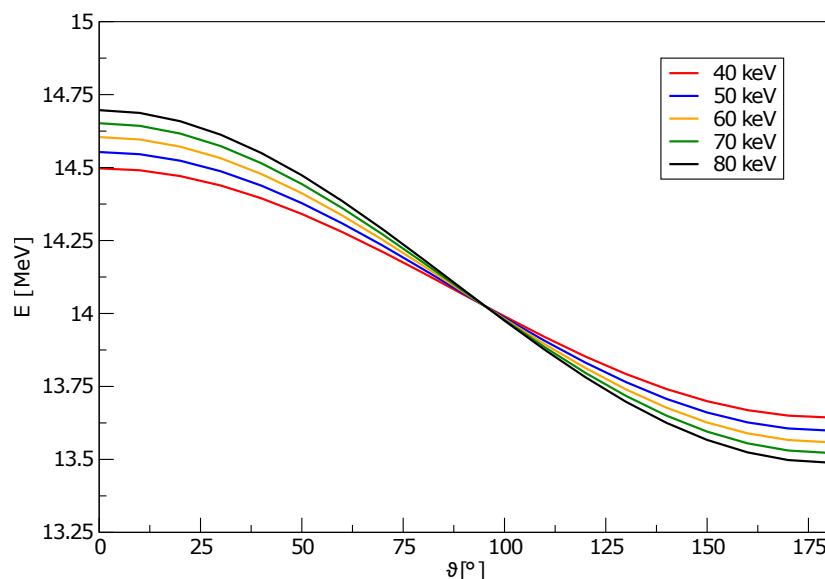
Tabulka 6.1: Některé technické parametry DT neutronového generátoru MP320 [40].

Emisní četnost	$10^8 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$ (při 80 kV a $60 \mu\text{A}$ )
Energie neutronů	14 MeV
Max. urychlovací napětí	95 kV
Max. proud svazku	$70 \mu\text{A}$
Duty faktor	5 % – 100 %
Frekvence pulzů	250 – 20 000 Hz
Min. šířka pulzu	$5 \mu\text{s}$
Životnost	1200 h (při $10^8 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$ )
Rozměry trubice	$12,07 \text{ cm} \times 57,15 \text{ cm}$
Hmotnost	12 kg

Základní technické parametry neutronového generátoru jsou shrnuty v tabulce 6.1. Zařízení je schopno pracovat s urychlovacím napětím až 95 kV, obvykle se však využívá rozsah pouze 30–80 kV, neboť při vyšších napětích klesá životnost generátoru. Proud iontového svazku je rovněž možné měnit, a to v rozmezí 11–70  $\mu\text{A}$ , využívaný je však pouze rozsah do 60  $\mu\text{A}$ .

Generátor dokáže pracovat v kontinuálním i pulzním režimu, s frekvencí pulzů 250 – 20 000 Hz. Veličina nazvaná *duty factor* vyjadřuje, po jak velkou část periody produkuje generátor neutrony. V případě duty faktoru 10 % jsou neutrony generovány po 10 % času, zatímco ve zbylých 90 % produkovány nejsou. Duty faktor 100 % pak znamená, že generátor pracuje v kontinuálním režimu.

Ačkoliv je hodnota energie vyzařovaných neutronů udávána jako 14 MeV, její výsledná hodnota se mírně liší v závislosti na nastavených parametrech generátoru. Při měření neutronového toku v konkrétním místě pak hraje roli i vzdálenost od terčíkové roviny a úhel emise neutronů. Obecně neutronový tok roste se zvyšujícím se napětím a proudem, a klesá se zvyšující se vzdáleností od terčíku. Závislost energie neutronů na napětí a úhlu emise  $\theta$  je znázorněna na obr. 6.2.



Obrázek 6.2: Závislost energie neutronů na urychlovacím napětí a úhlu  $\theta$  [41].

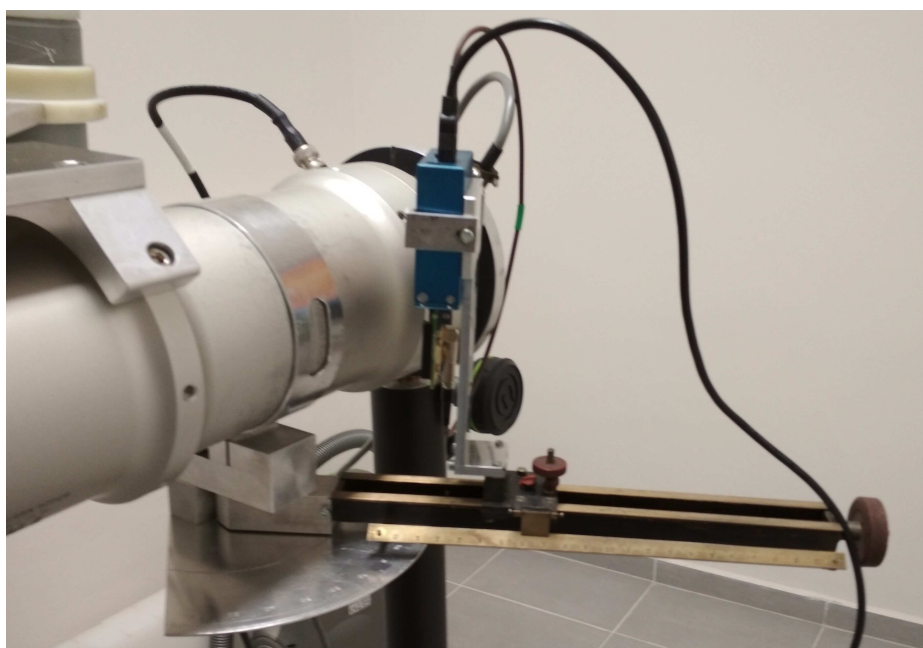
## 6.3 Měření neutronového pole generátoru MP320

Pro měření neutronového pole generátoru MP320 byl detektor Timepix upevněn v hliníkovém držáku ve vzdálenosti zhruba 10 cm od terčiku a úhlu emise neutronů  $60^\circ$  (vůči směru iontového svazku). Doba akvizice byla při nižších neutronových tocích nastavena na 0,3 s, při vyšších na 0,1 s. Měření byla spouštěna zároveň s generátorem, přičemž prvních 20–30 sekund probíhal náběh generátoru. V momentě, kdy generátor plně naběhl, se začala odpočítávat doba ozařování  $t_i$ , jež se zpravidla nastavovala na 10 minut. Po jejím skončení měření pokračovalo dále a sledovaly se částice, jež pocházely z aktivace materiálů přítomných v ozařovací místnosti.

V rámci této diplomové práce bylo provedeno celkem patnáct měření v pulzním a dvě měření v kontinuálním režimu při různých nastaveních urychlovacího napětí a proudu. V případě ozařování s nízkým napětím a proudem, při nichž jsou nízké neutronové toky, byla aktivace přítomných materiálů malá a po 10–15 minutách bylo možné pokračovat v dalším měření. U ozařování s vyšším napětím a proudem aktivace značně převyšovala běžné pozadí. Aby nedošlo k případnému zkreslení výsledků, bylo další měření provedeno až po několika dnech.

Při zpracovávání snímků byl využit nástroj *Cluster Analysis*, který poskytuje jednoduchou statistiku počtu detekovaných částic podle typu clusteru. Parametry určující druh clusteru byly ponechány ve výchozím nastavení. K detailnější analýze vybraných druhů clusterů, jejich spekter a distribuce byl dále využit plugin *Back side pulse*, který byl již dříve popsán v kapitole 5.3.

Oba tyto nástroje používají k identifikaci clusterů odlišné parametry, je proto možné, že při špatně zvoleném nastavení nemusí být výsledky zcela srovnatelné. *Back side pulse* poskytuje v tomto ohledu širší možnosti selekce částic, zároveň zde však neexistuje žádné výchozí nastavení, které by clustery automaticky zařazovalo do kategorií a parametry se zde musí zadat ručně. Pro správnou identifikaci clusteru je proto nutné pečlivě zvážit zadané hodnoty.



Obrázek 6.3: Umístění detektoru Timepix při měření.

Parametry zadávané v *Back side pulse* k výběru daného druhu clusteru byly voleny dle popisu v článku [42] a s přihlédnutím k nastavení *Cluster Analysis*:

- *Dots* – clustery s 1–2 pixely,
- *Small blobs* – kulaté clustery s 3–4 pixely,
- *Heavy blobs* – kulaté clustery s minimálně 5 pixely (pro přísnější selekci lze zvolit minimum 20 pixelů),
- *Heavy tracks* – eliptické nebo rovné clustery s minimální šířkou 3 pixelů,
- *Straight tracks* – velmi rovné clustery s minimální délkou 20 pixelů a šířkou menší než 3 pixely,
- *Curly tracks* – vše ostatní.

Ve všech měřeních byl dále zapnutý parametr *Don't touch borders*, který automaticky odstraňuje clustery, jež se dotýkají hranice snímku. Tyto clustery se nemusí na snímku nacházet celé, mohou být proto špatně zařazeny z hlediska tvaru, či zkreslovat zaznamenané energetické spektrum.

### 6.3.1 Analýza ozařování

Při analýze snímků z ozařování byl hlavním předmětem zájmu časový průběh a statistika detekovaných částic. V nástroji *Cluster Analysis* byl zjištěn celkový počet detekovaných částic  $C$  a počet detekovaných částic  $C_i$  daného clusteru  $i$ . Při správné identifikaci clusterů by mělo platit:

$$C = \sum_i C_i. \quad (6.5)$$

Označme dále  $t_R$  jako reálný čas měření (*real time*) a  $t_L$  jako živou dobu měření (*live time*), jež se dá spočítat součinem doby akvizice a počtu snímků. Pak lze vyjádřit počet částic detekovaných za sekundu *cps* [ $\text{s}^{-1}$ ] (z angl. *counts per second*):

$$\text{cps} = \frac{C}{t_L}. \quad (6.6)$$

Mrtvou dobu detektoru  $t_D$  je možné určit rozdílem reálné a živé doby, relativně v procentech se pak vyjádří jako:

$$t_D = \frac{t_R - t_L}{t_R} \cdot 100. \quad (6.7)$$

Dále lze stanovit relativní zastoupení  $n_i$  clusteru  $i$  v rámci všech detekovaných částic:

$$n_i = \frac{C_i}{C}, \quad (6.8)$$

$$\sum_i n_i = 1. \quad (6.9)$$

Protože radioaktivní přeměna a emise ionizujícího záření se řídí zákony kvantové mechaniky, jež jsou založeny na stochastických jevech, je hodnota počtu impulzů naměřených detektorem zatížena nejistotou způsobenou touto náhodnou fluktuací. Směrodatná odchylka  $\sigma$  je rovna odmocnině počtu impulzů [1], v našem případě tedy platí:

$$C \pm \sqrt{C}, \quad (6.10)$$

$$cps \pm \frac{\sqrt{C}}{t_L}. \quad (6.11)$$

Při velkém počtu impulzů je pravděpodobnost výskytu směrodatné odchylky okolo střední hodnoty dána Gaussovým (normálním) rozdělením. V případě  $1\sigma$  je pravděpodobnost, že naměřená hodnota bude ležet v intervalu  $C \pm \sqrt{C}$ , pouze 68 %. Rozšířením této nejistoty na  $2\sigma$ , tedy  $C \pm 2\sqrt{C}$ , se tato pravděpodobnost zvýší na 95 %. Při vyjadřování nejistot se pak často využívá také hodnota  $3\sigma$ , při níž v intervalu  $C \pm 3\sqrt{C}$  leží 99,7 % hodnot [43].

Všechny výše uvedené veličiny byly při statistickém zpracování snímků sledovány, kompletní výsledky jsou uvedeny v tabulkách 6.10–6.12 v příloze. Níže jsou přehledněji vypsány výsledky pro všechny detekované částice<sup>1</sup> (zkr. *sum*) a součet *heavy blobs* a *heavy tracks*. Počet detekovaných částic za sekundu v obou případech roste se zvyšujícím se neutronovým tokem, při zvyšujícím se napětí a proudu. Mrtvá doba se u měření s dobou akvizice 0,3 s pohybuje zhruba okolo 13 %. Při zvýšení doby akvizice na 0,1 s se mrtvá doba zvýšila na 30 %.

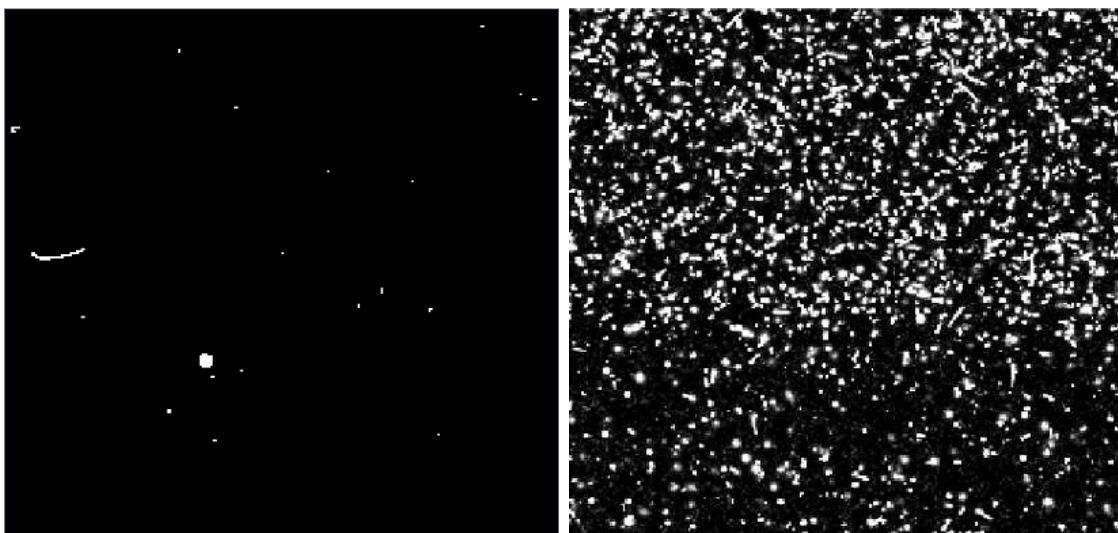
Tabulka 6.2: Počet všech detekovaných částic za sekundu v pulzním (kontinuálním) režimu.

$(cps \pm 1\sigma)$	11 $\mu A$	20 $\mu A$	30 $\mu A$	40 $\mu A$	50 $\mu A$	60 $\mu A$
30 kV	45,7 $\pm$ 0,3	81,5 $\pm$ 0,4 (101,1 $\pm$ 0,4)	112,3 $\pm$ 0,5	141,1 $\pm$ 0,5	159,9 $\pm$ 0,6	176,0 $\pm$ 0,6
40 kV	—	482,1 $\pm$ 1,0	696,8 $\pm$ 1,2	—	—	—
50 kV	—	1245,3 $\pm$ 1,5	1828,7 $\pm$ 1,9	2343,3 $\pm$ 2,1	—	—
60 kV	—	2183,3 $\pm$ 1,2	—	—	5941,7 $\pm$ 3,8	—
70 kV	—	—	—	—	—	11063,3 $\pm$ 5,1
80 kV	—	—	—	—	—	17336,8 $\pm$ 6,5 (15505,9 $\pm$ 6,2)

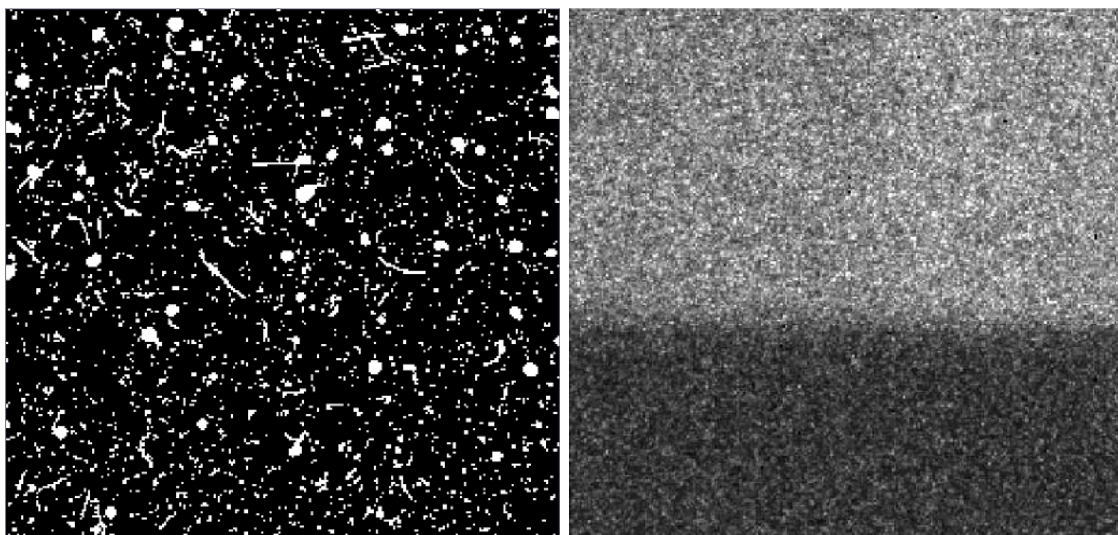
Tabulka 6.3: Počet detekovaných *heavy blobs* a *heavy tracks* za 1 s v pulzním (kont.) režimu.

$(cps \pm 1\sigma)$	11 $\mu A$	20 $\mu A$	30 $\mu A$	40 $\mu A$	50 $\mu A$	60 $\mu A$
30 kV	1,45 $\pm$ 0,05	3,05 $\pm$ 0,08 (3,33 $\pm$ 0,08)	4,28 $\pm$ 0,09	6,06 $\pm$ 0,11	6,96 $\pm$ 0,12	8,00 $\pm$ 0,12
40 kV	—	11,01 $\pm$ 0,15	16,40 $\pm$ 0,18	—	—	—
50 kV	—	26,52 $\pm$ 0,22	41,24 $\pm$ 0,28	54,81 $\pm$ 0,32	—	—
60 kV	—	48,49 $\pm$ 0,18	—	—	147,18 $\pm$ 0,59	—
70 kV	—	—	—	—	—	311,19 $\pm$ 0,86
80 kV	—	—	—	—	—	470,15 $\pm$ 1,06 (494,36 $\pm$ 1,11)

<sup>1</sup>Protože se v místnosti nenachází žádný jiný zdroj ionizujícího záření, mělo by celkové množství všech detekovaných částic rovněž odpovídat množství generovaných neutronů.



Obrázek 6.4: Snímek 0,3 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo) – 30 kV, 20  $\mu A$ , pulzní.

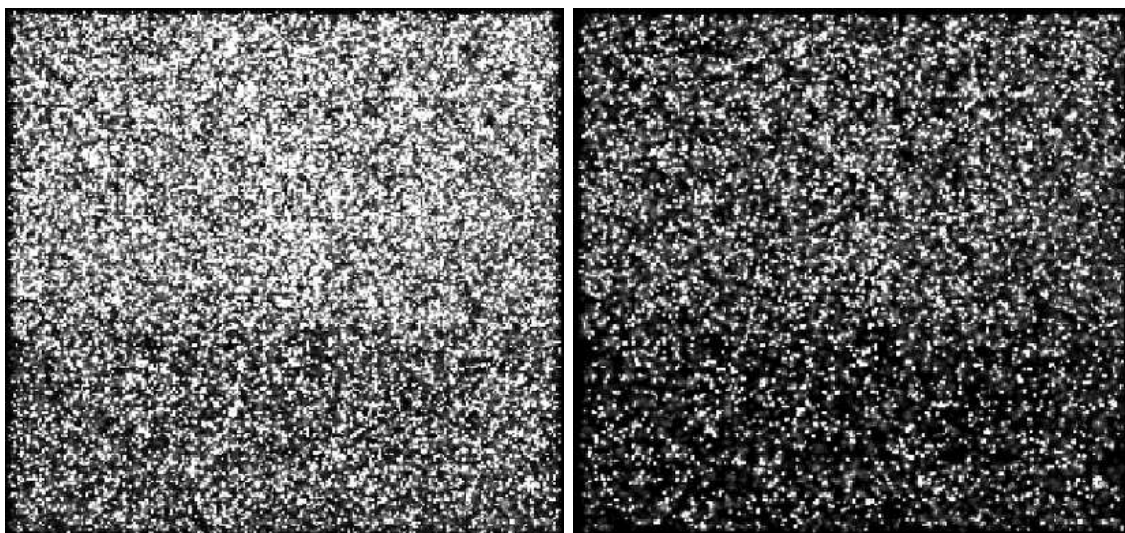


Obrázek 6.5: Snímek 0,1 s (vlevo) a integrální snímek (vpravo) – 80 kV, 60  $\mu A$ , pulzní.

Na zachycených snímcích jsou *dots* zastoupeny z 64–78 %, *small blobs* z 10–15 %, *curly tracks* ze 7–20 %, *heavy blobs* z 1,5–4,4 %, *heavy tracks* z 0,2–1,4 % a *straight tracks* z 0,03–0,13 %. Toto relativní zastoupení daného druhu clusteru ( $n_i$ ) se mění podle zvoleného napětí i proudu. V tomto ohledu však kromě statistické fluktuace částic může hrát podstatnou roli i „zahlcenost“ snímku.

Při vyšších neutronových tocích se na jednom snímku nachází více částic, a je tedy větší pravděpodobnost, že se clustery mohou vzájemně překrývat (srov. obr. 6.4 a 6.5 vlevo). Tento případ jde nejlépe pozorovat u clusterů typu *dot*, jež jsou tvořeny 1–2 pixely, a snáze se tak překrývají s ostatními clustery. K vyloučení tohoto faktoru by bylo potřeba snížit zahlcenost snímku volbou kratší doby akvizice. Tím se však podstatně zvyšuje mrtvá doba, a sebrání potřebné statistiky u takto malých expozičních by vyžadovalo podstatné zvýšení doby ozařování, což se negativně podepisuje na životnosti neutronového generátoru.

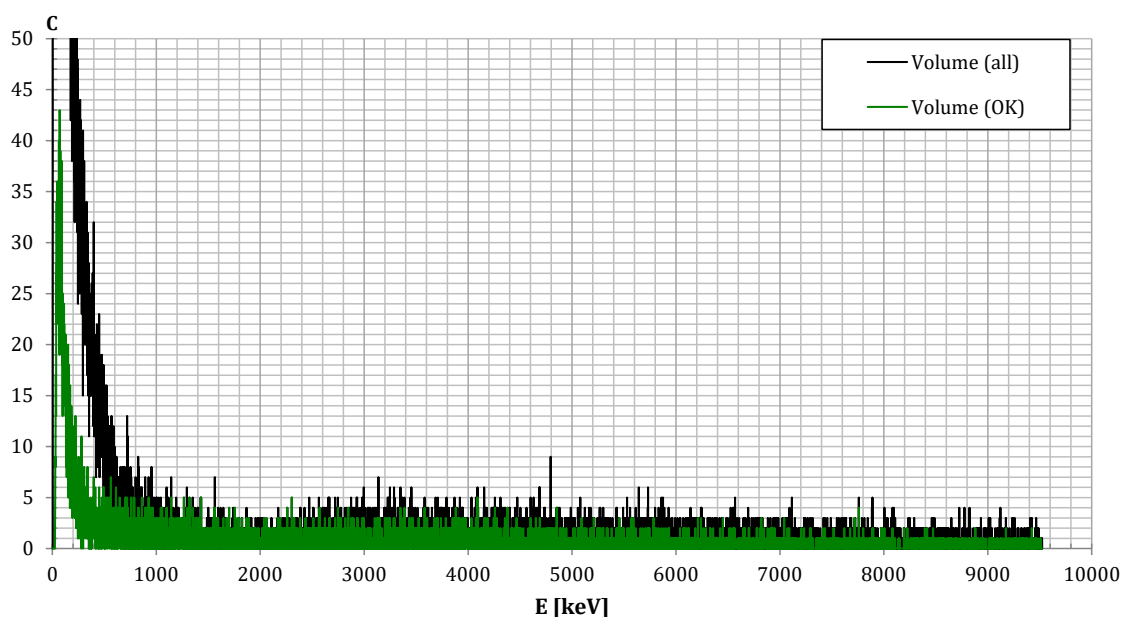




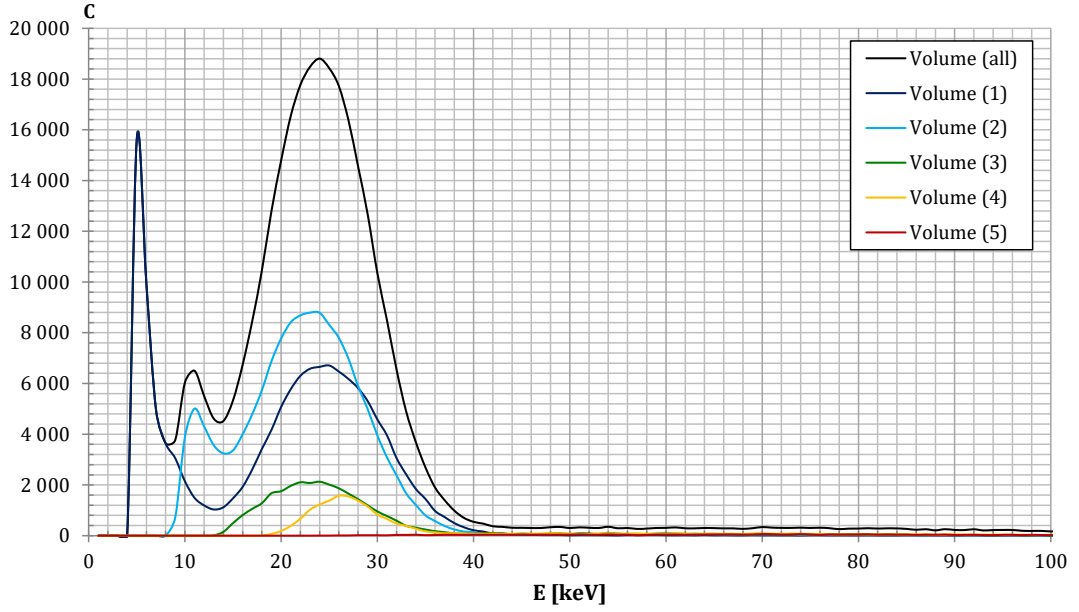
Obrázek 6.6: Výběr z int. snímku 6.5 – kulaté clustery min. velikosti 5 (vlevo) a 20 (vpravo).

Na jednotlivých snímcích jde vidět zvýrazněná plocha pod polyethylenem, sloužící k detekci rychlých neutronů. Při výběru clusterů s minimální kulatostí 0,9 a minimální velikostí 5 (resp. 20), lze pozorovat stále velké množství clusterů nad oblastí mimo polyethylen, jež pocházejí z částic vznikajících při jaderných reakcích s křemíkem a hliníkem. Zkoumání těchto reakcí a případné odečtení částic z nich vznikajících je předmětem dalšího zkoumání a není součástí této diplomové práce.

Energetické spektrum pořízené při ozařování má při různých nastaveních napětí a proudu stejný průběh. Neliší se ani průběh vybraných *heavy blobs*, jejichž energie se nachází nejčastěji v oblasti 40–100 keV. Na obr. 6.7 a 6.8 je znázorněn průběh spekter při ozařování s nastavením 40 kV a 30  $\mu$ A v pulzním režimu. Z obr. 6.8 lze rozpoznat, že clustery s velikostí větší než 5 se již nepodílí na pících s energiemi v rentgenové oblasti.



Obrázek 6.7: Energetické spektrum vybraných clusterů (*Volume OK*), černá křivka znázorňuje pro srovnání průběh spektra všech detekovaných částic (*Volume all*).



Obrázek 6.8: Energetické spektrum všech clusterů (*all*) a clusterů s velikostí 1–5 px.

### 6.3.2 Časový průběh ozařování

Časový průběh ozařování byl analyzován u čtyř provedených měření s nastavením 30 kV, 20  $\mu\text{A}$  (pulzní i kontinuální režim) a 80 kV, 60  $\mu\text{A}$  (pulzní i kontinuální režim). Jelikož ani jeden z nástrojů v programu Pixelman neumožňuje sledování časového průběhu, byla tato analýza provedena ručně s využitím statistiky v nástroji *Cluster Analysis*. Snímky se rozdělily na krátké časové intervaly po 30 sekundách, které se zpracovávaly samostatně. Pro každý časový interval  $t$  se následně vypočetl počet částic detekovaných za sekundu ( $\text{cps}_t$ ) s nejistotou při  $1\text{--}3\sigma$  a relativní zastoupení clusterů v čase  $n_{it}$ . Tyto údaje jsou vyneseny v grafech na obr. 6.9 – 6.13.

Ke zjištění, zda generátor v průběhu ozařování vyzařuje stabilní tok neutronů byl zvolen následující postup. Získané hodnoty  $\text{cps}_t$  byly zprůměrovány na hodnotu  $\overline{\text{cps}}_t$ , a pro každý časový interval byl určen relativní rozdíl vůči průměru, označený jako  $s_t$ :

$$s_t = \frac{|\overline{\text{cps}}_t - \text{cps}_t|}{\overline{\text{cps}}_t} \cdot 100 [\%]. \quad (6.12)$$

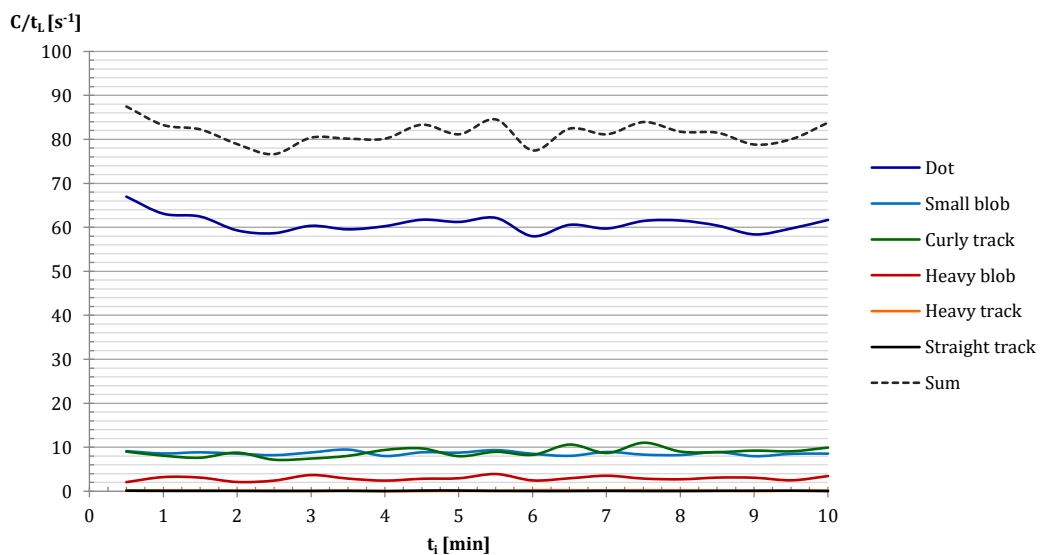
Z těchto hodnot bylo nakonec vybráno minimum (zkr. *min*), maximum (*max*) a průměr (*avg*) všech  $s_t$ , jež se porovnály s dříve vypočtenými hodnotami směrodatných odchylek 1, 2 a  $3\sigma$  (viz tab. 6.4).

Tabulka 6.4: Srovnání výkyvů počtu detekovaných částic v čase  $s_t$  s odchylkami  $\sigma$ .

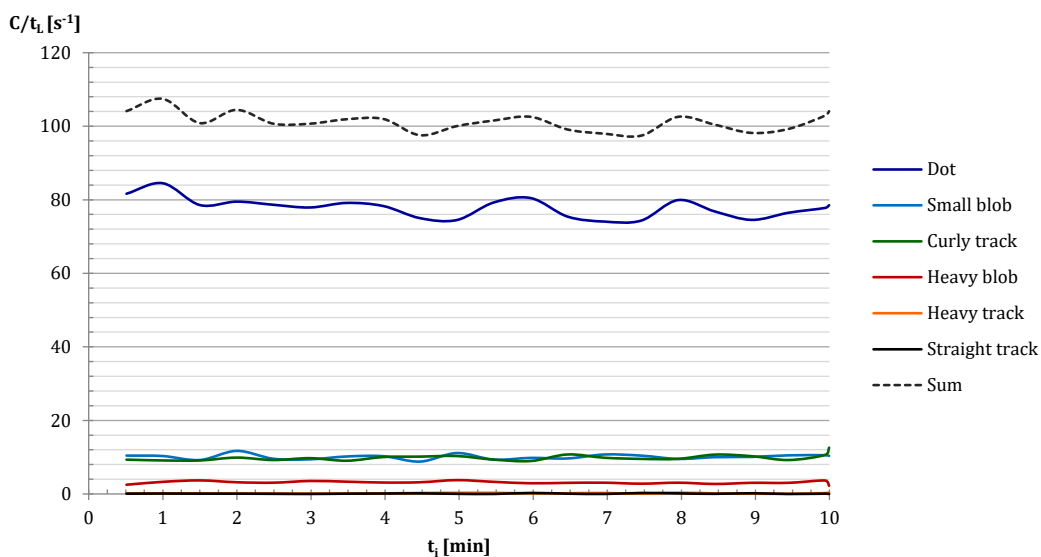
	30 kV, 20 $\mu\text{A}$ (p)	30 kV, 20 $\mu\text{A}$ (k)	80 kV, 60 $\mu\text{A}$ (p)	80 kV, 60 $\mu\text{A}$ (k)
$1\sigma$	2,17 %	2,15 %	0,17 %	0,18 %
$2\sigma$	4,34 %	4,31 %	0,35 %	0,37 %
$3\sigma$	6,51 %	6,46 %	0,52 %	0,55 %
$s_t$ (min)	0,04 %	0,32 %	0,05 %	0,07 %
$s_t$ (max)	7,38 %	6,14 %	6,72 %	1,67 %
$s_t$ (avg)	2,42 %	2,00 %	1,47 %	0,61 %

Lze vidět, že malá statistika vlivem nízkého neutronového toku u ozařování při 30 kV a 20  $\mu\text{A}$  se projevuje na směrodatné odchylce  $\sigma$ , jež je 12 $\times$  větší než v případě ozařování při 80 kV a 60  $\mu\text{A}$ , kde je nabraná statistika detekovaných částic podstatně lepší. Relativně se tato odchylka u nízkých toků pohybuje okolo 6,5 % při  $3\sigma$ . Tato nejistota je pro posouzení stability toku docela velká, a nelze v tomto případě učinit spolehlivý závěr. Přesto si lze povšimnout, že u pulzního režimu je tato odchylka stále pod hodnotou maximálního rozdílu vůči průměru – 7,38 %.

U dat z ozařování při 80 kV a 60  $\mu\text{A}$  je relativní odchylka při  $3\sigma$  rovna 0,52 % u pulzního a 0,55 % u kontinuálního. Tyto hodnoty se nachází daleko pod průměrnými hodnotami rozdílů  $s_t$  (1,47 % a 0,61 %). Oproti maximálním hodnotám  $s_t$  se liší ještě více (6,72 % a 1,67 %), což poukazuje na možné výkyvy neutronového toku při ozařování. Tuto možnost podporuje i fakt, že relativní zastoupení clusterů v průběhu ozařování zůstává konstantní. V případě, že dojde k výkyvu u počtu všech detekovaných částic, lze tento výkyv pozorovat i u jednotlivých typů clusterů.

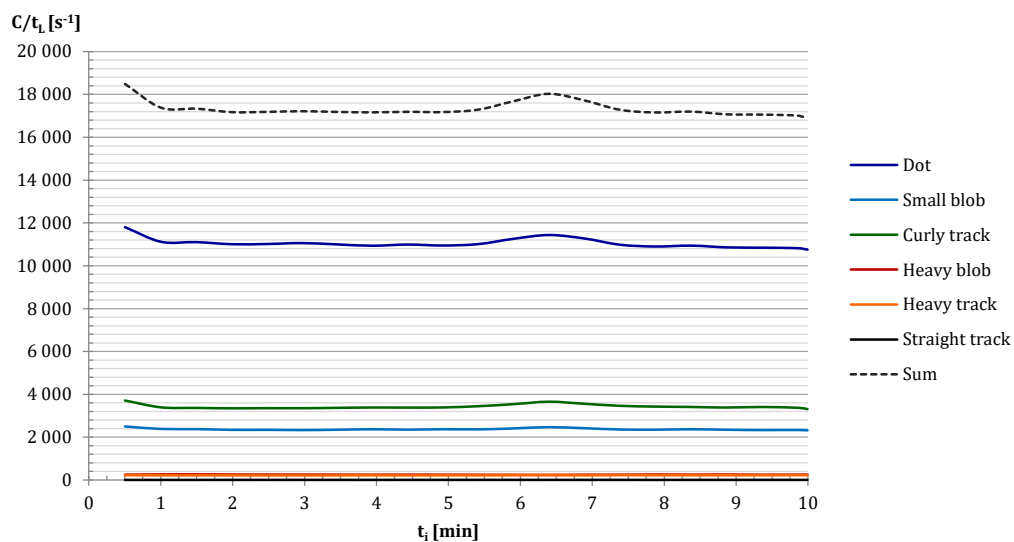


Obrázek 6.9: Časový průběh *cps*: 30 kV, 20  $\mu\text{A}$ , pulzní.

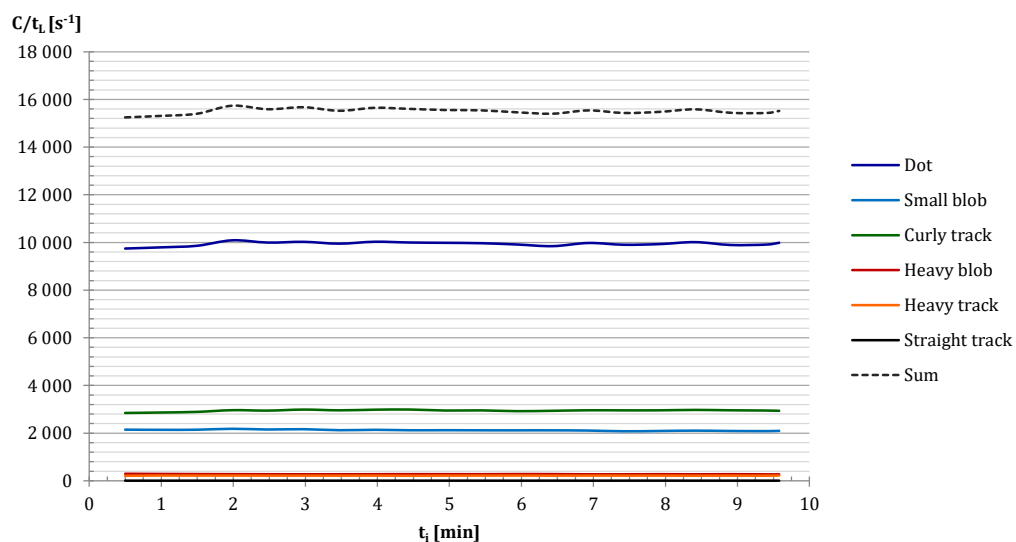


Obrázek 6.10: Časový průběh *cps*: 30 kV, 20  $\mu\text{A}$ , kontinuální.

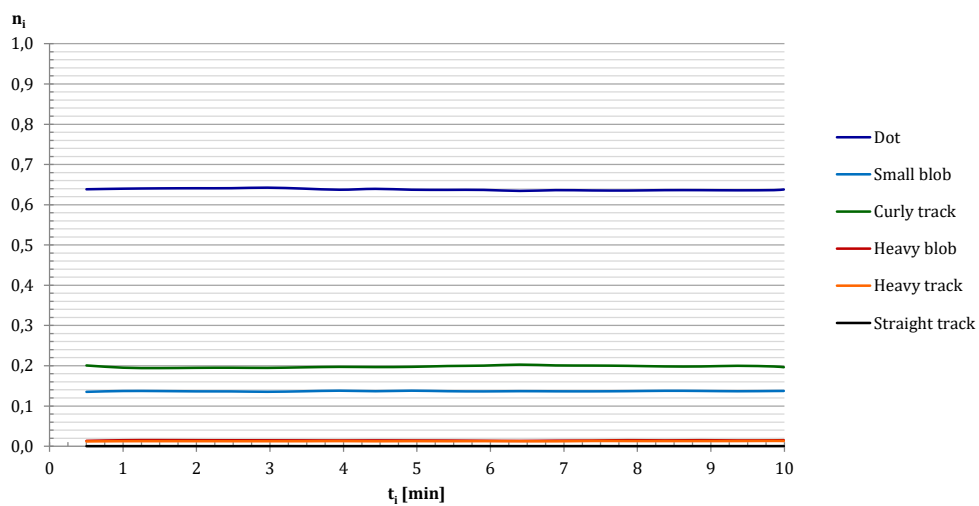




Obrázek 6.11: Časový průběh  $cps$ : 80 kV, 60  $\mu A$ , pulzní.



Obrázek 6.12: Časový průběh  $cps$ : 80 kV, 60  $\mu A$ , kontinuální.

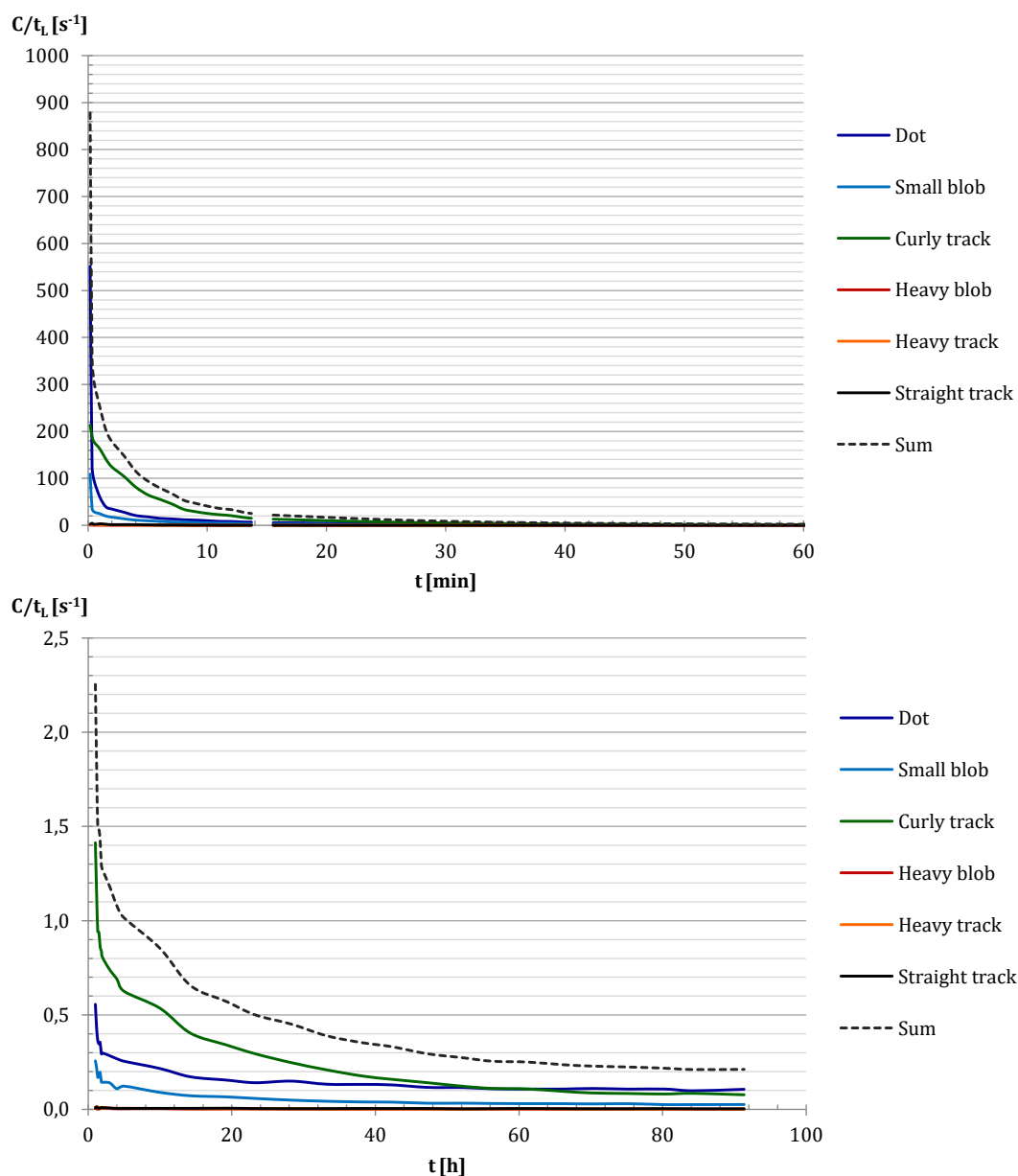


Obrázek 6.13: Relativní zastoupení clusterů  $n_i$  v čase: 80 kV, 60  $\mu A$ , pulzní.

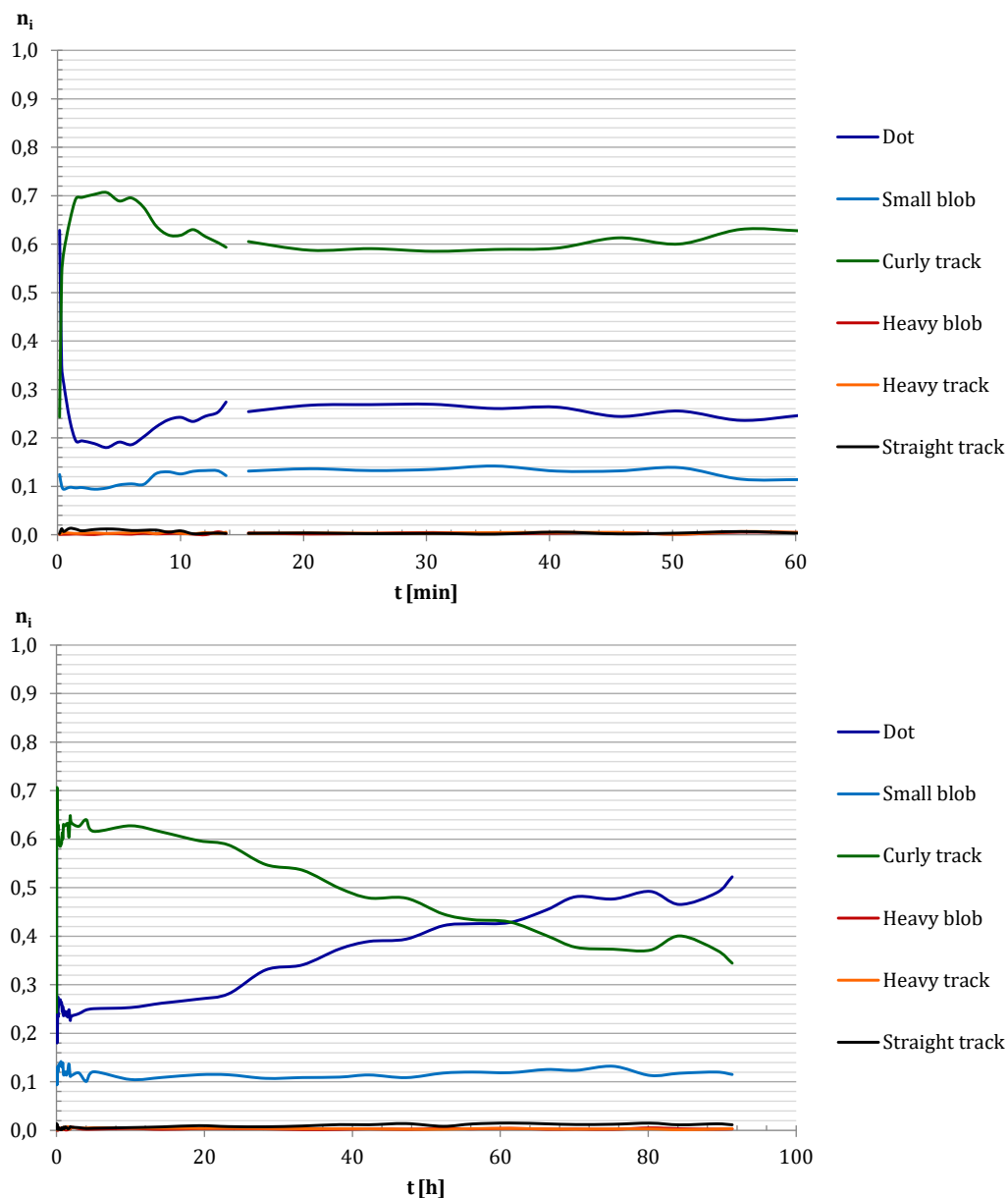
### 6.3.3 Analýza aktivace

Dalším předmětem zájmu v experimentech s pixelovým detektorem byla analýza částic detekovaných po skončení ozařování. Pro tento účel byla zpracována data ze dne 28. března 2018, kdy v místnosti proběhly čtyři druhy ozařování: 30 kV, 11  $\mu\text{A}$ ; 40 kV, 20  $\mu\text{A}$ ; 50 kV, 20  $\mu\text{A}$  a 80 kV, 60  $\mu\text{A}$  (vše při frekvenci 1 kHz, duty 10 % a době ozařování 10 minut). Samotné měření probíhalo 3 dny a 19 hodin, se začátkem přesně v moment skončení ozařování.

Podobně jako v předchozí kapitole se snímky rozdělily na několik časových intervalů. Tyto intervaly se postupně prodlužovaly podle rychlosti poklesu množství detekovaných částic, např. první půlminuta byla analyzována co 10 sekund, následně se interval zvýšil na 30 sekund, pak na minutu, atd. Po pěti hodinách měření tento interval přestal být prodlužován, a analýza snímků se prováděla vždy po 5 hodinách. Počet detekovaných částic se pak přepočítal na *cps*. První hodina od vypnutí ozařování je spolu s celkovým průběhem znázorněna na obr. 6.14, kompletní výsledky jsou uvedeny v příloze.



Obrázek 6.14: Počet det. částic za sekundu po ozařování: během 1. hodiny a během 3,8 dne.



Obrázek 6.15: Relativní zastoupení typů clusterů detekovaných po skončení ozařování.

Z grafů a hodnot uvedených v tab. 6.13 v příloze si lze povšimnout, že k největšímu poklesu dochází v prvních 15 minutách po skončení ozařování. Zhruba po třech dnech začnou počty detekovaných clusterů fluktuovat a přestanou klesat, což by mohlo naznačovat dosažení úrovně pozadí. Tento jev se začne nejdříve projevovat u clusterů, které jsou z hlediska počtu zastoupeny nejméně: *heavy blobs*, *heavy tracks* a *straight tracks*. Nejpozději se fluktuace projeví u *curly tracks*.

Zajímavé výsledky znázorňuje graf na obr. 6.15, kde lze pozorovat relativní zastoupení typu clusteru v průběhu měření. V prvních minutách po skončení ozařování dojde k poklesu relativního počtu *dots*, zatímco počet *curly tracks* se relativně zvyšuje. Po šesti minutách se situace obrátí a zatímco relativní zastoupení *curly tracks* klesá, zastoupení clusterů typu *dots* roste. To odpovídá situaci, kdy se energie elektronů původně okolo 1 MeV postupně snižuje na energii několika keV, čímž se z *curly tracks* stávají clusteru typu *dots*.

Tabulka 6.5: Srovnání *cps* po 3,8 dnech od skončení ozařování s hodnotou po 12 dnech.

$(cps \pm 3\sigma)$	<i>dots</i>	<i>small blobs</i>	<i>curly tracks</i>	<i>heavy blobs</i>	<i>heavy tracks</i>	<i>straight tracks</i>	<i>sum</i>
po oz.	0,106±0,002	0,025±0,001	0,077±0,002	0,0006±0,0001	0,0006±0,0002	0,0027±0,0003	0,212±0,003
pozadí	0,072±0,002	0,023±0,001	0,062±0,002	0,0004±0,0001	0,0002±0,0001	0,0026±0,0004	0,160±0,003

Aby bylo možné porovnat, zda poslední naměřené hodnoty skutečně už odpovídají úrovni pozadí, bylo provedeno ještě jedno měření z doby, kdy se v místnosti s neutronovým generátorem dlouhodobě neozařovalo. V tomto případě došlo k poslednímu ozařování 30. dubna 2018, kdy generátor ozařoval  $1 \times 10$  minut při 30 kV, 11  $\mu$ A, 1 kHz a  $3 \times 10$  minut při 80 kV, 60  $\mu$ A, 1kHz. Detektor samotný ozařován nebyl a po skončení ozařování byl umístěn do stejné polohy, jako při předchozích měřeních. Měření bylo spuštěno 12. května 2018 v 7:44:20 a ukončeno 14. května 2018 v 7:37:42 – měření tedy proběhlo 12 dní od skončení posledního ozařování a zachycuje hodnoty pozadí během dvou dnů.

Srovnání hodnot změřeného pozadí s posledním měřeným úsekem při analýze po skončení ozařování je v tab. 6.5. Ze všech typů clusterů se na úrovni pozadí spolehlivě pohybují pouze *small blobs*, *heavy blobs* a *straight tracks*, jejichž hodnoty se ještě nachází v rámci vypočtené nejistoty. Zařadit by se zde daly případně ještě *heavy tracks*, jejichž hodnota je rovněž pozadí velmi blízká. V případě *dots* a *curly tracks*, jež se nejvíce podílejí na výsledné hodnotě počtu všech částic *sum*, se dá předpokládat ještě další pokles. U těchto druhů clusterů tedy nedošlo k snížení hodnot na úroveň pozadí ani po 4 dnech od ozařování.

### 6.3.4 Test termálních neutronů

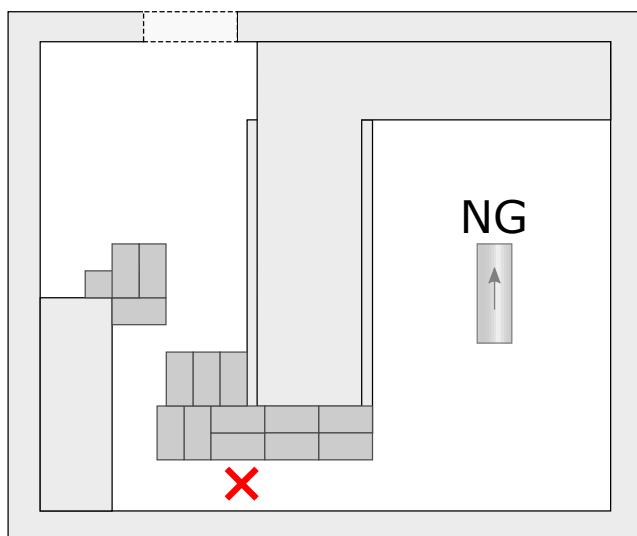
Posledním typem měření provedeným v rámci této diplomové práce byl experiment, při kterém se detektor umístil do průchodu zúženého ytongovými tvárnicemi dle obr. 6.16. V tomto místě detektor není vystaven neutronovému záření přímo z generátoru, ale je částečně odstíněn stěnami a tvárnicemi. Detektor byl položen ve výšce 1,2 m na kartonové krabici, což je materiál, který nepřispívá ke vzniku nežádoucího detekovatelného záření z aktivace neutrony.

Neutronový generátor byl nastaven na 80 kV, 60  $\mu\text{A}$ , 1 kHz a 100 % duty, s dobou ozařování 10 minut. Oproti předchozímu měření při stejných parametrech lze však vzhledem k umístění detektoru, kde velkou roli hraje vzdálenost, úhel a stínění, očekávat podstatně nižší neutronový tok. U detektoru byla proto zvolena doba akvizice na 0,3 s.

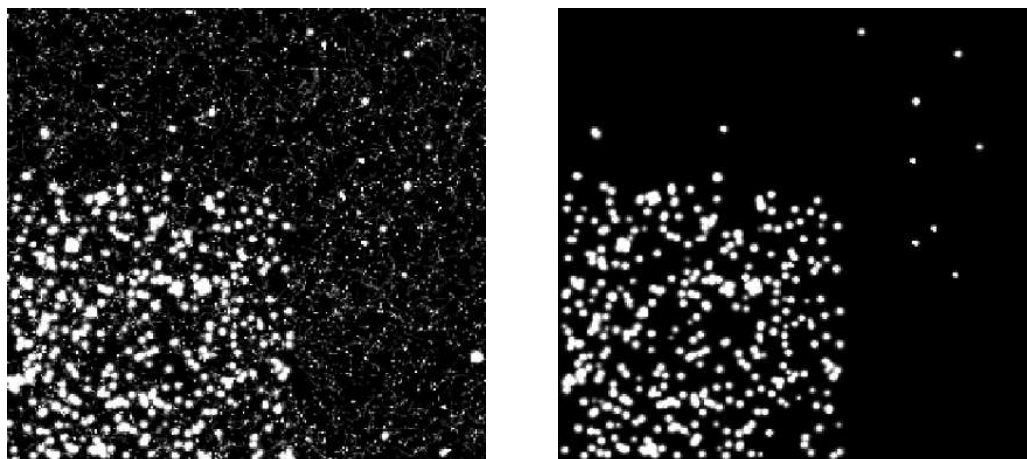
Pořízené snímky byly zpracovány v pluginu *Back side pulse*. Z těchto snímků byly následně vybrány pouze clustery s minimální kulatostí 0,9 a minimální velikostí 20, čímž se zobrazily pouze clustery typu *heavy blobs* a snímek se očistil od nežádoucích typů clusterů. Srovnání neupraveného integrálního snímku a upraveného snímku s výběrem je na obr. 6.17. Na těchto snímcích lze pozorovat velké množství *heavy blobs* nad oblastí s LiF, což odpovídá detekci termálních neutronů. Výrazně menší počet *heavy blobs* lze pozorovat i nad oblastí překrytou polyethylenem, která slouží k detekci rychlých neutronů.

Z energetického hlediska tvoří vybrané clustery spojitě spektrum, jež se rozkládá přes celý měřený rozsah 0 – 10 000 keV, lze však rozpoznat malou kumulaci částic v rozmezí 2000–3000 keV, což odpovídá energiím alfa částic (2 MeV) a tritonů (2,7 MeV) vznikajících na lithiu při reakci (5.1).

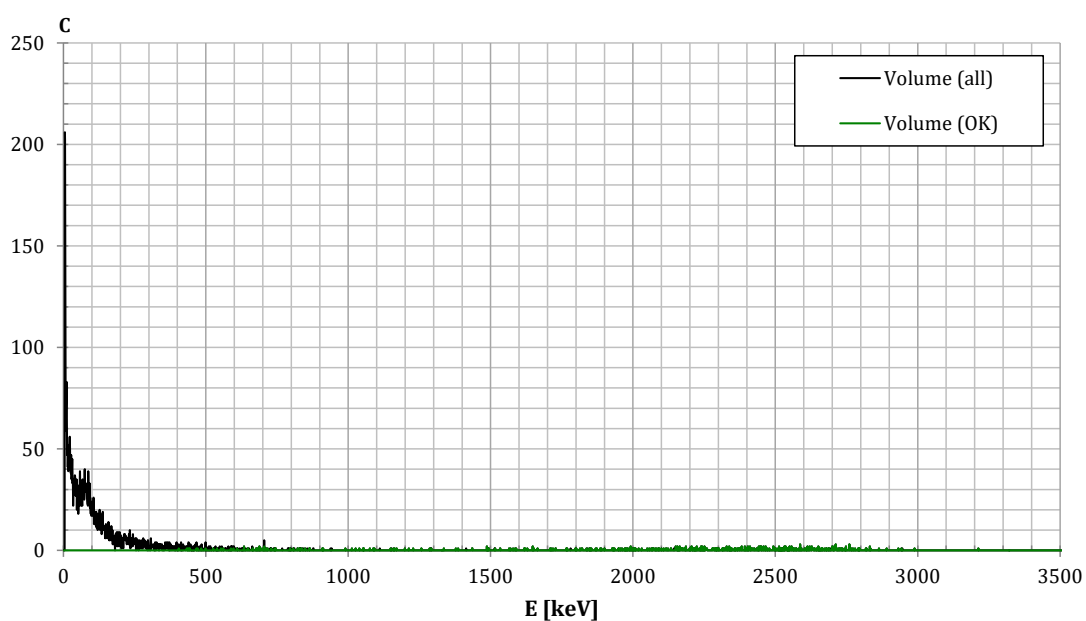
V tomto případě je třeba zohlednit malý neutronový tok v místě měření, který má za následek nízkou statistiku pořízených dat. Pro lepší statistiku by bylo potřeba delšího ozařování, čímž se však zkracuje životnost neutronového generátoru. S přihlédnutím k tomuto omezení lze proto výsledky získané v tomto experimentu považovat za dostačující.



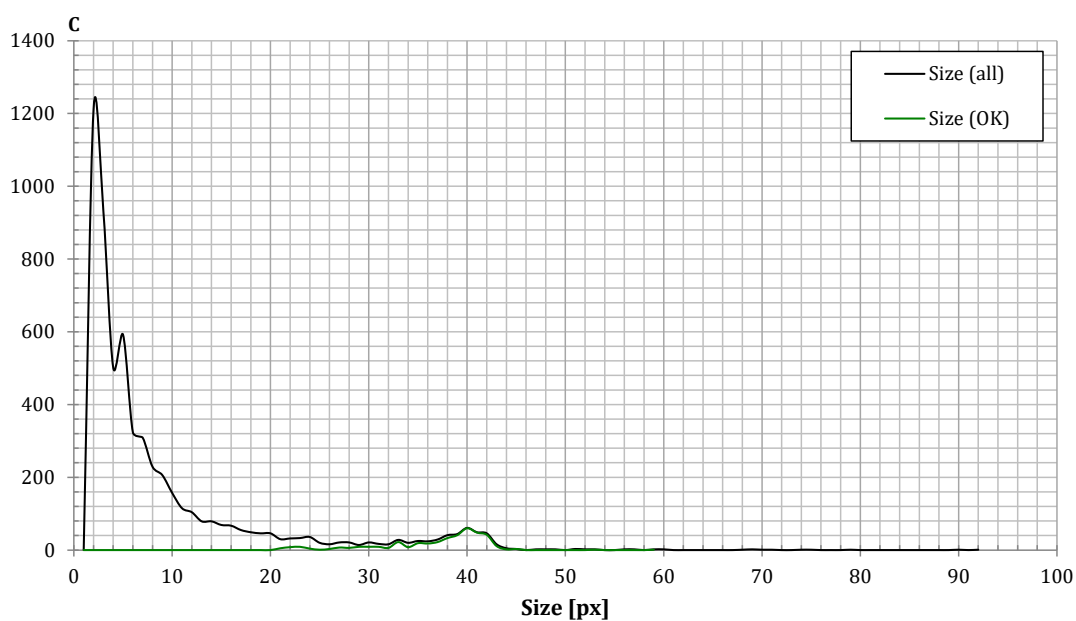
Obrázek 6.16: Umístění detektoru v místnosti při experimentu 6.3.4.



Obrázek 6.17: Integrální snímky: neupravený (vlevo) a po výběru (vpravo).



Obrázek 6.18: Energetické spektrum: všechny clustery (*Volume all*) a výběr (*Volume OK*).



Obrázek 6.19: Distribuce clusterů podle velikosti: vše (*Size all*) a výběr (*Size OK*).

## 6.4 Kalibrace neutronového generátoru

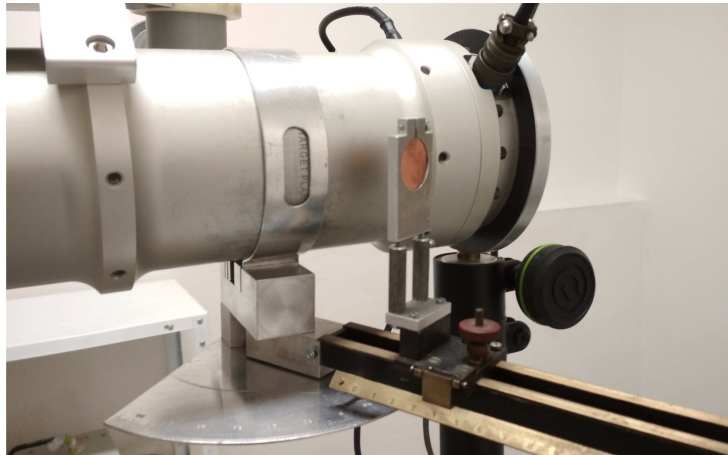
Aby bylo možné data naměřená pixelovým detektorem srovnat s konkrétními hodnotami neutronového toku při použité geometrii, byla provedena kalibrace neutronového generátoru metodou Texaské konvence, jež se obvykle používá ke stanovení toku 14MeV neutronů z generátorů využívajících DT reakci. Při této metodě se ozařují kruhové fólie z čisté mědi o přesně specifikovaných parametrech. Při ozařování dochází k zachytu neutronů jádru mědi a aktivaci fólie:



Vzniklý izotop  $^{62}\text{Cu}$  je nestabilní a rozpadá se  $\beta^+$  rozpadem na stabilní izotop  $^{62}\text{Ni}$  s poločasem 9,74 minuty [10]. Po skončení doby ozařování je fólie přenesena ke spektrometrickému detektoru a vložena mezi dvě vrstvy plexiskla. Následně se změří pík z anihilačního záření, které vzniká interakcí emitovaných pozitronů  $\beta^+$  záření s elektrony v plexiskle. Neutronový tok  $\phi$  se pak stanoví dle vztahu [41]:

$$\phi = \frac{n_t \sigma_t \lambda C}{\epsilon b A n_p \sigma_{n2n} (1 - e^{-\sigma_t n_t x}) (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_t} (1 - e^{-\lambda t_m})}, \quad (6.14)$$

kde:	$n_t$	počet jader Cu v jednotce objemu [ $\text{cm}^{-3}$ ],
	$\sigma_t$	totální účinný průřez [ $\text{cm}^2$ ],
	$\lambda$	rozpadová konstanta [ $\text{s}^{-1}$ ],
	$C$	počet pulzů v anihilačním píku 511 keV,
	$\epsilon$	účinnost detekce pro pík 511 keV,
	$b$	pravděpodobnost emise anihilačního fotonu na jeden rozpad,
	$A$	plocha fólie [ $\text{cm}^2$ ],
	$n_p$	počet jader $^{63}\text{Cu}$ v jednotce objemu [ $\text{cm}^{-3}$ ],
	$\sigma_{n2n}$	účinný průřez pro reakci $^{63}\text{Cu}(\text{n},2\text{n})^{62}\text{Cu}$ [ $\text{cm}^2$ ],
	$x$	tloušťka fólie [cm],
	$t_i$	doba ozařování [s],
	$t_t$	doba transportu [s],
	$t_m$	doba měření fólie detektorem [s].



Obrázek 6.20: Umístění měděných fólií při ozařování.

Aby bylo možné určit účinný průřez  $\sigma_{n2n}$ , je potřeba znát energii vyzařovaných neutronů, která se liší dle použité geometrie a napětí. K tomu byla využita data z diplomové práce Ing. Ondřeje Harkuta [41]. Tyto hodnoty jsou uvedeny v příloze spolu s dalšími konstantami.

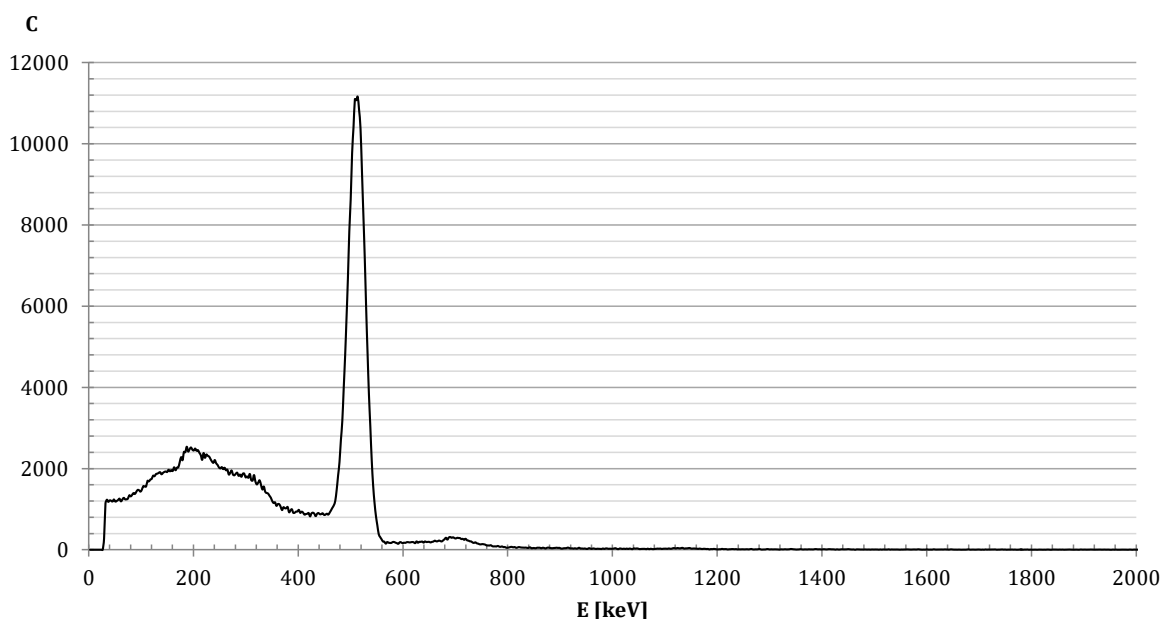
Při vlastním experimentu byly použity měděné fólie o průměru 2,5 cm a tloušťce 0,025 cm a 0,078 cm. Ozáření takto tenkých fólií by v případě měření s nízkým neutronovým tokem (30 kV a 20  $\mu$ A) nevedlo k dostatečně velké aktivaci fólie, čímž by následně nebylo možné naměřit pík anihilačního gama záření. Tento problém lze vyřešit ozařováním tlustší fólie, resp. ozařováním několika fólií současně.

Tloušťka fólie však hraje významnou roli v účinnosti detekce anihilačního gama píku. Hodnota účinnosti určená simulací v práci [41] ( $\epsilon = 0,1133$  pro fólii 0,078 cm) počítá s tenkou fólií. Dvě vrstvy plexiskla jsou tedy spolu s měděnou fólií považovány za homogenní zdroj záření v celém objemu, jenž je tvořen pouze plexisklem. U větších tloušťek je proto nutné určit novou hodnotu účinnosti detekce. Úprava vzorce (6.14) pro nízké neutronové toky a výpočty nových účinností detekce jsou v současnosti předmětem výzkumu na Katedře fyziky VŠB-TUO, jehož výsledky budou teprve publikovány v připravovaném článku [44].

K vyřešení zadané úlohy byly proto provedeny dva druhy experimentů. V prvním případě byla použita jedna fólie tloušťky 0,025 cm, jež byla upevněna tak, aby se nacházela ve stejné poloze, ve které se nacházel senzor detektoru při předchozích měřeních. Generátor byl následně nastaven na 80 kV, 60  $\mu$ A, 1 kHz a 10 % duty. Po 30 minutách ozařování byla fólie vyjmuta a vložena mezi dvě vrstvy plexiskla o průměru 2,5 cm a tloušťce 1 cm. Aktivita fólie byla analyzována scintilačním NaI(Tl) detektorem, jehož detekční účinnost pro fólii 0,025 cm je  $\epsilon_1 = 0,116$  [45]. Neutronový tok dle vzorce (6.14) je:

$$\phi = 75\,243\text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (6.15)$$

Stejný postup, s délkou ozařování 10 minut, byl zopakován i pro šest fólií tloušťky 0,078 cm. Protože při stejném nastavení generátoru by neutronové toky měly být stejné,



Obrázek 6.21: Spektrum gama záření aktivované mědi (80 kV, 60  $\mu$ A, 100 % duty).



lze tímto způsobem přibližně stanovit účinnost detekce pro šest fólií tloušťky 0,078 cm, a využít tuto hodnotu pro ostatní výpočty:

$$\epsilon_2 = 0,095. \quad (6.16)$$

Následně byla provedena zbylá měření pro ostatní tři nastavení generátoru: 30 kV a 20  $\mu\text{A}$  v pulzním i kontinuálním režimu, a 80 kV, 60  $\mu\text{A}$  v kontinuálním režimu. Naměřené hodnoty jsou uvedeny v tab. 6.6. Vypočtené neutronové toky jsou uvedeny v tab. 6.7 spolu se srovnáním s hodnotami *cps* z tabulek 6.2 (*sum*) a 6.3 (součet *heavy blobs* a *heavy tracks*, označeno jako *h*). V závorce je uvedeno, kolikrát je počet částic detekovaný za sekundu nižší, než je vypočtený neutronový tok  $\phi$ . Tento faktor se na první pohled méně liší u součtu *heavy blobs* a *heavy tracks*.

V případě ozařování při 30 kV a 20  $\mu\text{A}$  je třeba zohlednit větší relativní nejistotu *cps*, v důsledku nízkého počtu detekovaných částic. U ozařování při 80 kV, 60  $\mu\text{A}$  si lze povšimnout, že zatímco v kontinuálním režimu je neutronový tok vyšší, počet částic detekovaných za sekundu je nižší. To potvrzuje domněnku, že snímky při takto velkých tocích a akviziční době 0,1 s jsou už příliš zahlceny. Měla by se proto zvolit kratší doba akvizice, přičemž je však nutné počítat s větší relativní mrtvou dobou.

Tabulka 6.6: Data z aktivace měděných fólií.

$U$ [kV]	$I$ [ $\mu\text{A}$ ]	$D$ [%]	$x$ [cm]	$t_i$ [s]	$t_t$ [s]	$t_m$ [s]	$C$
30	20	10	$6 \times 0,078$	600	211	1040,29	1389
30	20	100	$6 \times 0,078$	600	196	1041,66	1406
80	60	10	$6 \times 0,078$	600	198	817,61	194306
80	60	10	$1 \times 0,025$	1800	177	697,03	21587
80	60	100	$6 \times 0,078$	600	166	516,51	160090

Tabulka 6.7: Srovnání neutronových toků  $\phi$  s počty det. částic *cps* z tab. 6.2 a 6.3.

$U$ [kV]	$I$ [ $\mu\text{A}$ ]	$D$ [%]	$\phi$ [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	<i>cps</i> (sum)		<i>cps</i> (h)	
30	20	10	503	81,5	(6,2 $\times$ )	3,05	(165 $\times$ )
30	20	100	500	101,1	(4,9 $\times$ )	3,33	(150 $\times$ )
80	60	10	75 243	17 336,8	(4,3 $\times$ )	470,15	(160 $\times$ )
80	60	100	80 890	15 505,9	(5,2 $\times$ )	494,36	(164 $\times$ )

# Závěr

V rámci této diplomové jsem se seznámila s detekcí ionizujícího záření pomocí pixelového detektoru Timepix a zpracováním zaznamenaných dat v programu Pixelman. Byla provedena kalibrace zapůjčeného detektoru a jeho přizpůsobení pro detekci rychlých a pomalých neutronů. Následně bylo s tímto detektorem provedeno několik měření.

Při ověření kalibrace pomocí etalonů dostupných v Laboratoři gama spektrometrie a neutronové aktivační analýzy na VŠB-TUO bylo zaznamenáno několik energetických spekter. Píky rentgenového záření byly jasně identifikovatelné a jejich poloha odpovídala hodnotám čar K a L uváděných v databázích [10] a [11]. S údaji v databázi se rovněž shodují i zaznamenaná spektra beta záření. V případě gama záření nebyly detekovány energie vyšší než 150 keV, což je způsobeno nízkou účinností detekce v křemíku pro fotony vyšších energií. Pro úplnost by bylo vhodné ověřit kalibraci ještě se zdrojem alfa záření, takový etalon ovšem není v laboratoři k dispozici. Na základě provedených měření lze proto kalibraci považovat za správnou.

Ostatní experimenty s využitím pixelového detektoru se týkaly měření pole neutronového generátoru MP320. Při analýze ozařování byl detektor umístěn v blízkosti generátoru a sledovaly se průměrné hodnoty počtu detekovaných částic za sekundu v rámci všech částic i jednotlivých druhů clusterů. Tyto hodnoty rostly se zvyšujícím se neutronovým tokem. U čtyř vybraných měření byl následně sledován časový průběh ozařování. Zde byly zpozorovány výkyvy v počtu detekovaných částic, poukazující na možnou nestabilitu toku v průběhu ozařování. Tyto výkyvy se lišily dle nastavení generátoru a průměrně se pohybovaly v rozmezí 0,6–2,4 %.

Dále byla zpracována data snímků zaznamenávající částice z aktivace okolních materiálů po skončení ozařování. Hodnoty počtu částic detekovaných po 4 dnech byly porovnány s hodnotami z jiného dne, kdy v místnosti neprobíhalo ozařování po dobu 12 dní. Z tohoto srovnání vyplynulo, že zatímco počty ostatních typů clusterů se po 4 dnech nachází na úrovni pozadí, u clusterů typů *dots* a *curly tracks* k tomuto vyrovnání ani po 4 dnech nedošlo, a dá se proto předpokládat jejich pokles v průběhu dalších dní.

Při posledním experimentu byl pixelový detektor umístěn do úzké odstíněné chodby ve vzdálenosti několika málo metrů od generátoru. Zatímco při ozařování přímo u generátoru byly detekovány především rychlé neutrony, při měření na tomto místě bylo množství detekovaných rychlých neutronů minimální a v drtivé většině byly detekovány neutrony termální. Tyto neutrony pochází z rozptylu rychlých neutronů na stěnách místnosti a v betonovém a ytongovém stínění.

Nakonec byly pomocí metody Texaské konvence určeny neutronové toky při geometrii použité v měřeních s detektorem Timepix. Na základě srovnání s naměřenými počty detekovaných částic za sekundu odpovídá nejlépe těmto tokům součet počtu clusterů typu *heavy blobs* a *heavy tracks*. Tímto srovnáním se zároveň ukázalo, že snímky pořízené při vysokých neutronových tocích vyžadují pro správnou detekci nastavení doby akvizice na hodnotu menší než 0,1 s.

Poznatky získané při provedených měřeních lze využít v dalších experimentech plánovaných s detektorem Timepix na VŠB-TUO. V dubnu 2018 proběhla s tímto detek-

torem nová měření na urychlovači Van de Graaff v Praze, jejichž cílem je prozkoumat odezvu detektoru na rychlé neutrony v oblasti nižších energií. Tato data budou teprve zpracovávána. V plánu je dále měření jednotlivých pulzů neutronového generátoru pomocí dalšího režimu, který detektor Timepix umožňuje, a to *Time of Arrival*. Také se zvažuje možné využití detektoru v probíhajícím projektu Studentské grantové soutěže, jenž se zabývá měřením dob života vybraných radionuklidů.

# Přílohy

## Příloha A



Obrázek 6.22: Ověření kalibrace pixelového detektory etalony z tab. 5.1.

## Příloha B

Tabulka 6.8: Hodnoty veličin k výpočtu neutronového toku aktivací měděných fólií [41].

$D$	2,5 cm	průměr fólie
$A$	4,91 cm <sup>2</sup>	plocha fólie
$n_t$	$8,49 \cdot 10^{22}$ cm <sup>-3</sup>	počet jader Cu v jednotce objemu
$n_p$	$5,87 \cdot 10^{22}$ cm <sup>-3</sup>	počet jader <sup>63</sup> Cu v jednotce objemu
$\lambda$	0,001186 s <sup>-1</sup>	rozpadová konstanta
$b$	1,94	pravděpodobnost emise na jeden rozpad
$\sigma_t$	$2,88 \cdot 10^{-24}$ cm <sup>2</sup>	totální účinný průřez

Tabulka 6.9: Kinetická energie neutronů  $E$  pro  $\theta = 60^\circ$  a příslušné účinné průřezy  $\sigma_{n2n}$ .

	30 keV	40 keV	50 keV	60 keV	70 keV	80 keV
$E$ [MeV]	14,2460	14,2790	14,3086	14,3357	14,4331	14,3850
$\sigma_{n2n}$ [mb]	498,3	504,3	509,7	514,7	532,4	523,7

Data v tabulce 6.8 jsou převzata z [41]. Hodnoty pro  $\sigma_{n2n}$  byly získány dle tamního postupu, tj. kinetická energie neutronů  $E$  je dosazena do vzorce:

$$\sigma(\text{mb}) = -2102,90 + 182,59 \cdot E(\text{MeV}).$$

Tabulka 6.10 – Počet detekovaných částic  $C$  podle clusteru.

$U$ [kV]	$I$ [μA]	$D$ [%]	$t_i$ [min]	$t_a$ [s]	$t_L$ [s]	$t_D$ [%]	<i>Dots</i>	<i>Small blobs</i>	<i>Curly tracks</i>	<i>Heavy blobs</i>	<i>Heavy tracks</i>	<i>Straight tracks</i>	<i>Sum</i>
30	11	10	10	0,3	520,8	13,2	18321	2386	2326	712	41	19	23805
30	20	10	10	0,3	521,1	13,2	31745	4499	4613	1517	72	40	42486
30	30	10	10	0,3	545,4	9,1	45174	6522	7140	2206	131	58	61231
30	40	10	10	0,3	519,6	13,4	53476	7698	8930	2955	196	78	73333
30	50	10	10	0,3	520,2	13,3	60548	8401	10520	3411	208	98	83186
30	60	10	10	0,3	522,6	12,9	66136	9697	11830	3923	258	124	91968
40	20	10	10	0,3	522,3	13,0	195541	32159	18184	5343	406	143	251776
40	30	10	10	0,3	521,1	13,2	279981	45839	28542	7812	736	200	363110
50	20	10	10	0,3	546,0	9,0	513366	96625	55107	12744	1738	365	679945
50	30	10	10	0,3	519,9	13,4	705029	132406	91379	18128	3312	491	950745
50	40	10	10	0,3	519,9	13,4	894245	164835	130114	23111	5384	590	1218279
60	20	10	30	0,3	1566,6	13,0	2456877	521945	364046	61791	14169	1569	3420397
60	50	10	10	0,1	419,1	30,2	1797603	368485	261080	51235	10450	1314	2490167
70	60	10	10	0,1	418,1	30,3	3118157	688983	686204	91086	39022	2128	4625580
80	60	10	10	0,1	415,8	30,7	4598150	985943	1427056	104412	91076	2009	7208646
30	20	100	10	0,3	518,4	13,6	40353	5228	5054	1635	92	48	52410
80	60	100	9,6	0,1	398,6	30,7	3961837	846125	1173545	110964	86087	2095	6180653

Tabulka 6.11 – Relativní zastoupení clusterů  $n_i$  [%] v rámci všech detekovaných částic.

$U$ [kV]	$I$ [ $\mu$ A]	D [%]	$t_i$ [min]	$t_a$ [s]	$t_L$ [s]	$t_D$ [%]	<i>Dots</i>	<i>Small blobs</i>	<i>Curly tracks</i>	<i>Heavy blobs</i>	<i>Heavy tracks</i>	<i>Straight tracks</i>
30	11	10	10	0,3	520,8	13,2	76,96	10,02	9,77	2,99	0,17	0,08
30	20	10	10	0,3	521,1	13,2	74,72	10,59	10,86	3,57	0,17	0,09
30	30	10	10	0,3	545,4	9,1	73,78	10,65	11,66	3,60	0,21	0,09
30	40	10	10	0,3	519,6	13,4	72,92	10,50	12,18	4,03	0,27	0,11
30	50	10	10	0,3	520,2	13,3	72,79	10,10	12,65	4,10	0,25	0,12
30	60	10	10	0,3	522,6	12,9	71,91	10,54	12,86	4,27	0,28	0,13
40	20	10	10	0,3	522,3	13,0	77,66	12,77	7,22	2,12	0,16	0,06
40	30	10	10	0,3	521,1	13,2	77,11	12,62	7,86	2,15	0,20	0,06
50	20	10	10	0,3	546,0	9,0	75,50	14,21	8,10	1,87	0,26	0,05
50	30	10	10	0,3	519,9	13,4	74,16	13,93	9,61	1,91	0,35	0,05
50	40	10	10	0,3	519,9	13,4	73,40	13,53	10,68	1,90	0,44	0,05
60	20	10	30	0,3	1566,6	13,0	71,83	15,26	10,64	1,81	0,41	0,05
60	50	10	10	0,1	419,1	30,2	72,19	14,80	10,48	2,06	0,42	0,05
70	60	10	10	0,1	418,1	30,3	67,41	14,90	14,83	1,97	0,84	0,05
80	60	10	10	0,1	415,8	30,7	63,79	13,68	19,80	1,45	1,26	0,03
30	20	100	10	0,3	518,4	13,6	76,99	9,98	9,64	3,12	0,18	0,09
80	60	100	9,6	0,1	398,6	30,7	64,10	13,69	18,99	1,80	1,39	0,03

Tabulka 6.12 – Počet částic detekovaných za sekundu *cps* [ $s^{-1}$ ] při  $1\sigma$  podle clusteru.

$U$ [kV]	$I$ [ $\mu A$ ]	$D$ [%]	<i>Dots</i>	<i>Small blobs</i>	<i>Curly tracks</i>	<i>Heavy blobs</i>	<i>Heavy tracks</i>	<i>Straight tracks</i>	<i>Sum</i>
30	11	10	35,2 $\pm$ 0,3	4,6 $\pm$ 0,1	4,5 $\pm$ 0,1	1,37 $\pm$ 0,05	0,08 $\pm$ 0,01	0,04 $\pm$ 0,01	45,7 $\pm$ 0,3
30	20	10	60,9 $\pm$ 0,3	8,6 $\pm$ 0,1	8,9 $\pm$ 0,1	2,91 $\pm$ 0,07	0,14 $\pm$ 0,02	0,08 $\pm$ 0,01	81,5 $\pm$ 0,4
30	30	10	82,8 $\pm$ 0,4	12,0 $\pm$ 0,1	13,1 $\pm$ 0,2	4,04 $\pm$ 0,09	0,24 $\pm$ 0,02	0,11 $\pm$ 0,01	112,3 $\pm$ 0,5
30	40	10	102,9 $\pm$ 0,4	14,8 $\pm$ 0,2	17,2 $\pm$ 0,2	5,69 $\pm$ 0,10	0,38 $\pm$ 0,03	0,15 $\pm$ 0,02	141,1 $\pm$ 0,5
30	50	10	116,4 $\pm$ 0,5	16,1 $\pm$ 0,2	20,2 $\pm$ 0,2	6,56 $\pm$ 0,11	0,40 $\pm$ 0,03	0,19 $\pm$ 0,02	159,9 $\pm$ 0,6
30	60	10	126,6 $\pm$ 0,5	18,6 $\pm$ 0,2	22,6 $\pm$ 0,2	7,51 $\pm$ 0,12	0,49 $\pm$ 0,03	0,24 $\pm$ 0,02	176,0 $\pm$ 0,6
40	20	10	374,4 $\pm$ 0,8	61,6 $\pm$ 0,3	34,8 $\pm$ 0,3	10,23 $\pm$ 0,14	0,78 $\pm$ 0,04	0,27 $\pm$ 0,02	482,1 $\pm$ 1,0
40	30	10	537,3 $\pm$ 1,0	88,0 $\pm$ 0,4	54,8 $\pm$ 0,3	14,99 $\pm$ 0,17	1,41 $\pm$ 0,05	0,38 $\pm$ 0,03	696,8 $\pm$ 1,2
50	20	10	940,2 $\pm$ 1,3	177,0 $\pm$ 0,6	100,9 $\pm$ 0,4	23,34 $\pm$ 0,21	3,18 $\pm$ 0,08	0,67 $\pm$ 0,03	1245,3 $\pm$ 1,5
50	30	10	1356,1 $\pm$ 1,6	254,7 $\pm$ 0,7	175,8 $\pm$ 0,6	34,87 $\pm$ 0,26	6,37 $\pm$ 0,11	0,94 $\pm$ 0,04	1828,7 $\pm$ 1,9
50	40	10	1720,0 $\pm$ 1,8	317,1 $\pm$ 0,8	250,3 $\pm$ 0,7	44,45 $\pm$ 0,29	10,36 $\pm$ 0,14	1,13 $\pm$ 0,05	2343,3 $\pm$ 2,1
60	20	10	1568,3 $\pm$ 1,0	333,2 $\pm$ 0,5	232,4 $\pm$ 0,4	39,44 $\pm$ 0,16	9,04 $\pm$ 0,08	1,00 $\pm$ 0,03	2183,3 $\pm$ 1,2
60	50	10	4289,2 $\pm$ 3,2	879,2 $\pm$ 1,4	623,0 $\pm$ 1,2	122,25 $\pm$ 0,54	24,93 $\pm$ 0,24	3,14 $\pm$ 0,09	5941,7 $\pm$ 3,8
70	60	10	7457,9 $\pm$ 4,2	1647,9 $\pm$ 2,0	1641,2 $\pm$ 2,0	217,86 $\pm$ 0,72	93,33 $\pm$ 0,47	5,09 $\pm$ 0,11	11063,3 $\pm$ 5,1
80	60	10	11058,6 $\pm$ 5,2	2371,2 $\pm$ 2,4	3432,1 $\pm$ 2,9	251,11 $\pm$ 0,78	219,04 $\pm$ 0,73	4,83 $\pm$ 0,11	17336,8 $\pm$ 6,5
30	20	100	77,8 $\pm$ 0,4	10,1 $\pm$ 0,1	9,7 $\pm$ 0,1	3,15 $\pm$ 0,08	0,18 $\pm$ 0,02	0,09 $\pm$ 0,01	101,1 $\pm$ 0,4
80	60	100	9939,4 $\pm$ 5,0	2122,7 $\pm$ 2,3	2944,2 $\pm$ 2,7	278,38 $\pm$ 0,84	215,97 $\pm$ 0,74	5,26 $\pm$ 0,11	15505,9 $\pm$ 6,2

Tabulka 6.13 – Počet částic detekovaných za sekundu *cps* [ $s^{-1}$ ] po skončení ozařování (pro  $t = 0$  hodnoty odpovídají stavu při ozařování).

Acq. start time	čas od vypnutí	$t_L$ [s]	<i>Dot</i>	<i>Small blob</i>	<i>Curly track</i>	<i>Heavy blob</i>	<i>Heavy track</i>	<i>Straight track</i>	<i>Sum</i>
28.03.2018 12:44:30	0:00:00	0,0	10755,17	2316,72	3311,03	252,76	220,17	5,86	16861,72
28.03.2018 12:44:40	0:00:10	7,9	551,52	109,11	213,29	0,51	1,14	2,03	877,59
28.03.2018 12:44:50	0:00:20	6,4	124,06	35,63	189,22	0,31	0,94	4,38	354,53
28.03.2018 12:45:00	0:00:30	7,0	95,14	28,57	177,29	0,29	1,14	2,00	304,43
28.03.2018 12:45:30	0:01:00	20,8	59,42	24,57	162,40	0,29	0,87	3,32	250,87
28.03.2018 12:46:00	0:01:30	21,2	39,15	19,58	140,47	0,33	0,52	2,31	202,36
28.03.2018 12:46:30	0:02:00	20,9	34,55	17,37	124,11	0,19	0,53	1,44	178,18
28.03.2018 12:47:30	0:03:00	42,1	27,91	13,94	104,28	0,07	0,55	1,62	148,36
28.03.2018 12:48:30	0:04:01	42,1	20,67	11,07	81,09	0,29	0,29	1,38	114,77
28.03.2018 12:49:31	0:05:01	42,1	18,03	9,69	64,92	0,19	0,33	1,05	94,20
28.03.2018 12:50:31	0:06:01	42,1	14,80	8,36	55,34	0,10	0,31	0,69	79,60
28.03.2018 12:51:31	0:07:01	29,0	13,69	7,03	45,69	0,21	0,38	0,62	67,62
28.03.2018 12:52:31	0:08:01	42,7	11,90	6,74	34,07	0,09	0,12	0,52	53,44
28.03.2018 12:53:31	0:09:01	42,7	11,12	6,09	29,02	0,12	0,28	0,26	46,89
28.03.2018 12:54:31	0:10:01	42,7	9,91	5,13	25,27	0,12	0,12	0,33	40,87
28.03.2018 12:55:31	0:11:01	42,7	8,41	4,71	22,65	0,05	0,07	0,07	35,95
28.03.2018 12:56:31	0:12:01	42,7	8,17	4,43	20,56	0,00	0,14	0,09	33,40
28.03.2018 12:57:31	0:13:01	42,7	7,03	3,68	16,79	0,16	0,07	0,09	27,82
28.03.2018 12:58:12	0:13:42	30,5	6,92	3,08	14,98	0,07	0,13	0,07	25,25
28.03.2018 12:58:40	0:14:11	-	-	-	-	-	-	-	-
28.03.2018 13:00:01	0:15:31	80	5,538	2,863	13,188	0,075	0,063	0,063	21,788
28.03.2018 13:05:02	0:20:33	280	4,400	2,243	9,664	0,025	0,061	0,061	16,454
28.03.2018 13:09:59	0:25:30	275	3,149	1,553	6,924	0,033	0,036	0,025	11,720
28.03.2018 13:15:01	0:30:32	260	2,273	1,138	4,938	0,038	0,027	0,023	8,438
28.03.2018 13:20:02	0:35:32	250	1,616	0,880	3,652	0,016	0,028	0,008	6,200
28.03.2018 13:25:03	0:40:34	275	1,218	0,607	2,735	0,015	0,022	0,025	4,622
28.03.2018 13:30:04	0:45:34	295	0,905	0,488	2,271	0,017	0,017	0,007	3,705
28.03.2018 13:35:01	0:50:31	295	0,756	0,410	1,776	0,003	0,003	0,010	2,959
28.03.2018 13:40:02	0:55:33	300	0,597	0,290	1,593	0,013	0,017	0,017	2,527
28.03.2018 13:45:04	1:00:35	300	0,557	0,257	1,413	0,010	0,010	0,007	2,253
28.03.2018 13:55:03	1:10:34	595	0,435	0,222	1,155	0,002	0,012	0,013	1,839
28.03.2018 14:05:02	1:20:32	595	0,365	0,170	0,943	0,002	0,005	0,008	1,492
28.03.2018 14:15:01	1:30:31	595	0,346	0,182	0,938	0,002	0,012	0,005	1,484
28.03.2018 14:25:00	1:40:30	595	0,355	0,195	0,861	0,007	0,003	0,005	1,425
28.03.2018 14:34:58	1:50:29	595	0,294	0,145	0,840	0,003	0,005	0,010	1,297
28.03.2018 14:45:02	2:00:32	600	0,298	0,143	0,805	0,008	0,007	0,008	1,270
28.03.2018 15:45:00	3:00:31	3575	0,284	0,140	0,740	0,004	0,006	0,007	1,181
28.03.2018 16:45:03	4:00:34	3580	0,268	0,109	0,690	0,003	0,005	0,004	1,078
28.03.2018 17:45:01	5:00:32	3575	0,255	0,123	0,625	0,003	0,006	0,004	1,015
28.03.2018 22:45:01	10:00:32	17885	0,216	0,089	0,536	0,003	0,004	0,005	0,853



Acq. start time	čas od vypnutí	t <sub>L</sub> [s]	Dot	Small blob	Curly track	Heavy blob	Heavy track	Straight track	Sum
29.03.2018 03:00:02	14:15:33	15195	0,172	0,072	0,403	0,001	0,003	0,005	0,656
29.03.2018 08:00:04	19:15:35	17765	0,155	0,066	0,341	0,002	0,002	0,006	0,571
29.03.2018 12:00:03	23:15:33	14305	0,141	0,057	0,294	0,002	0,002	0,004	0,501
29.03.2018 17:00:49	28:16:19	17925	0,149	0,048	0,247	0,001	0,002	0,003	0,452
29.03.2018 22:00:04	33:15:34	17840	0,133	0,042	0,209	0,001	0,001	0,004	0,389
30.03.2018 03:00:05	38:15:35	17880	0,132	0,039	0,176	0,001	0,001	0,004	0,353
30.03.2018 06:59:38	42:15:08	14275	0,129	0,038	0,159	0,001	0,001	0,004	0,332
30.03.2018 12:00:03	47:15:34	17910	0,116	0,032	0,141	0,001	0,001	0,004	0,294
30.03.2018 17:00:01	52:15:31	17880	0,115	0,032	0,122	0,001	0,001	0,002	0,273
30.03.2018 20:58:24	56:13:54	14205	0,109	0,031	0,111	0,001	0,001	0,003	0,255
31.03.2018 02:00:01	61:15:31	17980	0,107	0,030	0,107	0,001	0,001	0,004	0,250
31.03.2018 07:00:02	66:15:32	17885	0,107	0,030	0,095	0,001	0,001	0,003	0,236
31.03.2018 10:57:08	70:12:38	14130	0,110	0,028	0,086	0,001	0,001	0,003	0,229
31.03.2018 16:00:04	75:15:34	18010	0,107	0,030	0,084	0,000	0,001	0,003	0,224
31.03.2018 21:00:05	80:15:35	17830	0,107	0,025	0,081	0,001	0,001	0,003	0,218
01.04.2018 00:58:20	84:13:50	14155	0,098	0,025	0,084	0,001	0,000	0,002	0,211
01.04.2018 08:05:30	91:21:01	25310	0,106	0,025	0,077	0,001	0,001	0,003	0,212

# Literatura

- [1] ULLMANN, Vojtěch. *Jaderná fyzika a fyzika ionizujícího záření* [online]. [cit. 2018-05-17]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/strana2.htm>
- [2] KRAUS, Ivo. *Století fyzikálních objevů: objevy, které změnily fyzikální obraz světa*. Praha: Academia, 2014. ISBN 978-80-200-2373-5.
- [3] BEISER, Arthur. *Úvod do moderní fyziky: vysokoškolská učebnice*. Přeložil Josef ČADA. Praha: Academia, 1977.
- [4] ÚLEHLA, Ivan, Michal SUK a Zbyšek TRKA. *Atomy, jádra, částice*. Praha: Academia, 1990. ISBN 80-200-0135-2.
- [5] GILMORE, Gordon. *Practical gamma-ray spectrometry*. 2nd ed. Chichester: Wiley, c2008. ISBN 978-0-470-86196-7.
- [6] REICHL, Jaroslav a Martin VŠETIČKA. *Multimediální encyklopedie fyziky* [online]. [cit. 2018-03-1]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com>
- [7] HALLIDAY, David, Robert RESNICK a Jearl WALKER. *Fyzika: vysokoškolská učebnice obecné fyziky*. Část 5, Moderní fyzika. Brno: VUTIUM; Praha, 2000. ISBN 80-214-1868-0.
- [8] USAČEV, Sergej. *Experimentálna jadrová fyzika*. Bratislava: Alfa, 1982.
- [9] MUSÍLEK, Ladislav. *Úvod do fyziky ionizujícího záření*. Praha: SNTL – Nakladatelství technické literatury, 1979.
- [10] CHU, S.Y.F., L.P. EKSTRÖM a R.B. FIRESTONE. *The Lund/LBNL Nuclear Data Search* [online]. 2. verze, 1999 [cit. 2018-03-01]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/abouttoi.htm>
- [11] LABORATOIRE NATIONAL HENRI BEQUEREL. *Atomic & Nuclear Data: Decay Data Evaluation Project* [online]. 2. 2017 [cit. 2018-03-01]. Dostupné z: [http://www.nucleide.org/DDEP\\_WG/DDEPdata.htm](http://www.nucleide.org/DDEP_WG/DDEPdata.htm)
- [12] VLASOV, Nikolaj A. *Neutrony*. Praha: Československá akademie věd, 1955.
- [13] MOLNÁR, Gábor L. *Handbook of prompt gamma activation analysis with neutron beams*. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004. ISBN 1-4020-1304-3.
- [14] ATWOOD, David A., ed. *Radionuclides in the environment*. Chichester: Wiley, 2010. ISBN 978-0-470-71434-8.
- [15] AMSLER, C. *et al. Passage of particles through matter*. Physics Letters [online] B667, 1 (2008) [cit. 2018-03-01]. Dostupné z: <http://pdg.lbl.gov/2009/reviews/rpp2009-rev-passage-particles-matter.pdf>

- [16] JAKŮBEK, Jan. *Tracking of Minimum Ionizing Particles with Timepix detector* [online]. [cit. 2018-05-17]. Dostupné z: <http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/methods/MIPtracking/index.htm>
- [17] GERNDT, Josef a Petr PRŮŠA. Detektory ionizujícího záření. 2., přeprac. vyd. V Praze: České vysoké učení technické, 2011. ISBN 978-80-01-04710-1.
- [18] *Medipix*. CERN [online]. [cit. 2018-03-01]. Dostupné z: <http://medipix.web.cern.ch>
- [19] SINOR, M., J. JAKUBEK, V. LINHART, B. MIKULEC, S. POSPISIL a B. SOPKO. Charge sharing studies with a Medipix1 pixel device. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2003, 509(1-3), 346-354 [cit. 2018-03-20]. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01648-6. ISSN 01689002.
- [20] Medipix applications: from HEP experiments to the outer space and beyond. *CERN: Newsletter of the EP department* [online]. 2013-10-11 [cit. 2018-03-20]. Dostupné z: [http://ep-news.web.cern.ch/medipix\\_app\\_code5065](http://ep-news.web.cern.ch/medipix_app_code5065)
- [21] VÍCHA, Vladimír. *Experimenty s pixelovým detektorem pro výuku jaderné a částicové fyziky*. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2016. ISBN 978-80-01-05888-6.
- [22] PLATKEVIČ, Michal. *Signal Processing and Data Read-Out from Position Sensitive Pixel Detectors*. Praha, 2014. Teze k dizertační práci. ČVUT.
- [23] JAKŮBEK, J., A. CEJNAROVÁ, S. POSPÍŠIL a J. UHER. *Polohově citlivá spektrometrie s pixelovými detektory Timepix* [online]. [cit. 2018-03-20]. Dostupné z: [http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/methods/MIPtracking/Pict/Jakubek\\_Energy\\_sensitive\\_imaging\\_cz.pdf](http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/methods/MIPtracking/Pict/Jakubek_Energy_sensitive_imaging_cz.pdf)
- [24] SOUKUP, Pavel, Zdenek SVOBODA, Jan JAKUBEK, Michael HOLIK a Vaclav KRAUS. *Fast Interface readout for Medipix2MXR/TimePIX Detector in parallel mode* [online]. [cit. 2018-03-20]. Dostupné z: [http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/fitpix30\\_tpx\\_p/index.html](http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/fitpix30_tpx_p/index.html)
- [25] KRAUS, Vaclav, Zdenek SVOBODA, Jan JAKUBEK, Michael HOLIK a Vaclav KRAUS. *FITPix* [online]. [cit. 2018-03-20]. Dostupné z: <http://147.32.68.57/ofat/others/Fitpix/index.html>
- [26] KRAUS, V., M. HOLIK, J. JAKUBEK, M. KROUPA, P. SOUKUP a Z. VYKYDAL. FITPix — fast interface for Timepix pixel detectors. *Journal of Instrumentation* [online]. 2011, 6(01), C01079-C01079 [cit. 2018-04-01]. DOI: 10.1088/1748-0221/6/01/C01079. ISSN 1748-0221.
- [27] TUREČEK, Daniel. *Software for Radiation Detectors Medipix*. Praha, 2011. Diplomová práce. ČVUT.
- [28] TUREČEK, Daniel, Tomáš HOLÝ a Zdeněk VYKYDAL. *Pixelman – Manual* [online]. [cit. 2018-04-01]. Dostupné z: [http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/Pixelman\\_manual.html](http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Pixelman/Pixelman_manual.html)

- [29] TURECEK, D., T. HOLY, J. JAKUBEK, S. POSPISIL a Z. VYKYDAL. Pixel-man: a multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors. *Journal of Instrumentation* [online]. 2011, 6(01), C01046-C01046 [cit. 2018-04-01]. DOI: 10.1088/1748-0221/6/01/C01046. ISSN 1748-0221.
- [30] JAKUBEK, Jan. *Track Processing Plugin Manual*. Praha: IEAP CTU, 2013.
- [31] HEIJNE, Erik H.M., Rafael BALLABRIGA SUNE, Michael CAMPBELL, et al. Measuring radiation environment in LHC or anywhere else, on your computer screen with Medipix. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2013, 699, 198-204 [cit. 2018-04-01]. DOI: 10.1016/j.nima.2012.05.023. ISSN 01689002.
- [32] JAMES, Ralph B., Jan JAKUBEK, Stanislav POSPISIL, Larry A. FRANKS, Arnold BURGER a Josef UHER. *Neutron detector based on TimePix pixel device with micrometer spatial resolution* [online]. 2009-8-20, s. 744910- [cit. 2018-04-01]. DOI: 10.1117/12.830075.
- [33] BOOG, Rob van der. *Energy calibration procedure of a pixel detector* [online]. NIKHEF - National Institute for Subatomic Physics, 2013 [cit. 2018-04-01].
- [34] SARAJLIC, Milija. *Medipix calibration experiments and theory* [online]. In: . Hamburg: DESY, 2010 [cit. 2018-04-01].
- [35] JAKUBEK, Jan, Michael HOLIK a Vaclav KRAUS. Timepix energy calibration [online]. [cit. 2018-04-01]. Dostupné z: <http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/methods/TimePixCalibration/index.htm>
- [36] JAKUBEK, Jan. Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2011, 633, S262-S266 [cit. 2018-05-17]. DOI: 10.1016/j.nima.2010.06.183. ISSN 01689002.
- [37] HARRISON, Sara. *Semiconductor-Based Thermal Neutron Detectors* [online]. Stanford University, 2013-02-19 [cit. 2018-04-01]. Dostupné z: <http://large.stanford.edu/courses/2013/ph241/harrison1/>
- [38] RINARD, P. *Neutron Interaction with Matter*. In: Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials. 1991, s. 357–377.
- [39] JAKEŠ, Jaroslav. Fyzika ionizujícího záření: (fyzika neutronů). Praha: České vysoké učení technické, 1989. ISBN 80-01-00105-9.
- [40] *Thermo Fischer Scientific MP320 – Product Specifications* [online]. [cit. 2018-04-20]. Dostupné z: <https://static.thermoscientific.com/images/D10497.pdf>
- [41] HARKUT, Ondřej. *Neutron Activation Analysis using 14 MeV neutron generator*. Ostrava, 2017. Diplomová práce. VŠB-TUO.

- [42] BERGMANN, B., I. CAICEDO, C. LEROY, S. POSPISIL a Z. VYKYDAL. ATLAS-TPX: a two-layer pixel detector setup for neutron detection and radiation field characterization. *Journal of Instrumentation* [online]. 2016, 11(10), P10002-P10002 [cit. 2018-05-17]. DOI: 10.1088/1748-0221/11/10/P10002. ISSN 1748-0221.
- [43] DVORSKÝ, R., FOUKAL, J.: *Fyzikální měření*. Skriptum, Ostrava 2007, VŠB-TUO, ISBN 978-80-248-1321-9
- [44] ALEXA, Petr, Radim UHLÁŘ, Ondřej HARKUT a Pavlína HAROKOVÁ. Modified Texas Convention Method for Low Fast Neutron Flux Measurements. V přípravě.
- [45] MURRI, Richard L. a Dennis G. VASILIK. *Method to Determine Fast and Thermal Neutron Fluxes by Foil Activation Analysis*. RFP-1466. 1971.

*Diplomová prezentuje znalosti nabyté v rámci projektu Institut čistých technologií těžby a užití energetických surovin – Projekt udržitelnosti. Identifikační kód: LO1406. Projekt je podporován Národním programem udržitelnosti financovaném ze státního rozpočtu ČR.*

*Diploma Work presents knowledge gained within project Institute of clean technologies for mining and utilization of raw materials for energy use – Sustainability program. Identification code: LO1406. Project is supported by the National Programme for Sustainability I (2013-2020) financed by the state budget of the Czech Republic.*